

PARIS

NICOLAS MIRONOFF

**LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE
DANS UN MILIEU
DIÉLECTRIQUE LIQUIDE**

**CONTRIBUTION
A L'ÉTUDE
DE L'ÉLECTRO-ÉROSION**

1971

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

SPECIALITE: P H Y S I Q U E

par

Nicolas MIRONOFF

Sujet de Thèse: LA DECHARGE ELECTRIQUE DANS
UN MILIEU DIELECTRIQUE LIQUIDE.
CONTRIBUTION
A L'ETUDE DE L'ELECTRO-EROSION.

Soutenue le 2 avril 1971
devant la Commission d'Examen

Jury: Président: R. COMOLET
 Examineurs: H. BONNEFILLE
 L. CHINCHOLLE

LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS UN MILIEU DIÉLECTRIQUE LIQUIDE

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE L'ÉLECTRO-ÉROSION

par

NICOLAS MIRONOFF

Docteur
de l'Université de Paris

THÈSE
soutenue le 2 avril 1971

1974

Editeur: MICROTECNIC – SCRIPTAR S.A.

23, Avenue de la Gare, 1003 Lausanne (Suisse)



© MICROTECNIC - SCRIPTAR S.A.

23, avenue de la Gare
1003 Lausanne, Suisse, 1974

Toute reproduction, même partielle, de cet ouvrage es interdite. Une copie ou reproduction par quelque procédé que ce soit, photographie, microfilm, bande magnétique, disque ou autres, constitue une contrefaçon passible des peines prévues par la loi sur la protection des droits d'auteurs.

IMPRIME EN SUISSE

Il m'est agréable de pouvoir exprimer ici ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur R. BONNEFILLE qui a bien voulu patroner ma thèse ainsi qu'à Monsieur le Professeur R. COMOLET qui a accepté de présider le Jury d'examen.

J'exprime une gratitude toute particulière à Monsieur le Professeur L. CHINCHOLLE qui, tout au long de mon travail, m'a guidé par ses conseils en m'aidant aussi bien sur le plan théorique que sur le plan expérimental. Son intérêt pour le sujet de mes recherches et sa profonde compréhension ont été pour moi d'une importance exceptionnelle.

Je remercie également Monsieur B. de KERBLAY, Ingénieur Conseil en Optique Ophtalmologique, dont j'ai bénéficié de la grande expérience pour la prise des photographies. Je n'oublie pas non plus tous les collaborateurs techniques du Laboratoire de Génie Electrique qui, par leur attitude bienveillante et leurs conseils, m'ont beaucoup facilité le travail.

J'exprime aussi ma gratitude au personnel du Laboratoire qui a assuré la frappe du texte et la préparation des dessins de cette thèse.

Je remercie enfin Monsieur le Professeur Y. ROCARD qui m'a introduit auprès des Professeurs R. BONNEFILLE et L. CHINCHOLLE et grâce à qui il m'est devenu possible de préparer ma thèse.

LA DECHARGE ELECTRIQUE DANS UN MILIEU DIELECTRIQUE LIQUIDE
CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ELECTRO-EROSION

INTRODUCTION -

L'étude de la décharge électrique dans un milieu diélectrique liquide présente actuellement un intérêt particulier pour une double raison.

Du point de vue purement scientifique, le phénomène n'a pas encore été étudié suffisamment. Malgré le travail d'un certain nombre de chercheurs, la nature exacte du phénomène reste encore méconnue. En effet, sa complexité a conduit la plupart d'entre eux à se limiter à l'étude d'un de ses aspects particuliers. Peu de tentatives ont été faites pour arriver à une synthèse et pour présenter une explication correcte de l'influence des différents paramètres électriques sur le développement et les conséquences de la décharge.

Du point de vue technique, les décharges électriques dans un milieu diélectrique liquide sont à la base d'une méthode d'usinage particulièrement riche en possibilités, l'électro-érosion ou usinage des matériaux conducteurs par décharges électriques intermittentes. Cette méthode acquiert un intérêt toujours croissant.

A l'heure actuelle, il existe une grande variété de machines d'électro-érosion munies de générateurs d'impulsions électriques de types différents, présentant chacun tel avantage technologique. Il existe également une importante littérature technique à ce sujet. Toutefois, les nombreuses études expérimentales et théoriques faites dans ce domaine avaient généralement pour but d'explorer des conditions purement technologiques devant permettre d'améliorer le processus d'usinage et peu nombreux furent les chercheurs qui se vouèrent à une étude réellement fondamentale du problème.

Les opinions qui se font jour actuellement en ce qui concerne la nature physique du phénomène sont très variées. Cette divergence confirme que la plupart des études faites jusqu'à présent n'en ont donné qu'une connaissance partielle et imparfaite.

Un tel état de fait freine le développement de cette méthode d'usinage, développement auquel elle peut prétendre, étant donnés les services qu'elle a déjà rendus à l'industrie et les possibilités qu'elle renferme.

Il semble capital de déterminer la nature physique de ces décharges que nous appellerons "décharges érosives", l'influence des paramètres électriques et de toutes les conditions expérimentales dans lesquelles ces décharges se produisent, ainsi que le mode d'enlèvement de matière sur les électrodes.

La difficulté d'une telle étude est due à la multiplicité des paramètres qui régissent la décharge érosive, notamment son effet mécanique. Parmi ces facteurs, les plus importants sont : les caractéristiques électriques (forme du courant et durée de la décharge, tension d'amorçage), l'effet thermique du courant sur les électrodes et sur le liquide dans l'espace inter-électrodes, l'effet hydrodynamique accompagnant la décharge, la constitution des électrodes et enfin, la température et la pression dans la zone de la décharge.

La complexité du problème nous a amenés à dégager, en tout premier lieu, les facteurs qui nous paraissent les plus importants et dont l'étude permettrait d'avoir une base de départ pour une analyse plus approfondie du phénomène.

Une question, qui nous a paru capitale, concerne la détermination de l'influence du liquide diélectrique sur les effets mécaniques de la décharge. Ces effets mécaniques se révèlent particulièrement intéressants, eu égard à la désagrégation de la matière des électrodes et à l'éjection de cette matière.

Ceci nous a conduit en tout premier lieu à l'évaluation de l'énergie effective de la décharge, c'est-à-dire au travail effectué par celle-ci dans l'espace inter-électrodes. L'évaluation de cette énergie peut se faire au moyen de mesures calorimétriques /1/. Toutefois, ces mesures calorimétriques présentent un grand inconvénient du fait qu'elles ne peuvent être effectuées que sur un nombre considérable de décharges, ce qui empêche l'étude énergétique d'une seule impulsion.

Or, il est fondamental, à notre avis, de déterminer l'énergie effective (travail d'une décharge) avec des paramètres électriques bien déterminés.

Par ailleurs, la méthode calorimétrique exige la mise au point d'un appareillage spécial très complexe /2/.

Nous avons choisi, en conséquence, une méthode qui permet l'évaluation énergétique de chaque décharge. Elle est à la fois directe et précise. Cette technique, relativement simple et bien au point, repose sur l'étude oscillographique des décharges.

En effet, l'expérience montre que les oscillogrammes du courant et de la tension des décharges peuvent fournir des renseignements précis quant aux paramètres électriques et à l'énergie dissipée dans l'espace inter-électrodes.

D'autre part, nous nous sommes appliqués à étudier la forme et le profil des cratères produits par la décharge sur les surfaces des deux électrodes et cela en fonction de différents facteurs variables tels que : la forme du courant de la décharge, sa durée, le matériau des électrodes, la tension de claquage de la décharge, la nature du liquide diélectrique.

Cette étude a été complétée par des mesures de perte de poids des deux électrodes, effectuées après une série de décharges avec des paramètres électriques déterminés.

L'expérience nous a montré une fois de plus le rôle important du liquide se trouvant dans l'espace inter-électrodes. Le passage d'une impulsion de courant de grande intensité produit un effet thermique non seulement sur les surfaces des électrodes, mais également sur le liquide environnant le canal de la décharge. Il se crée alors une bulle ou plutôt une cavité gazeuse qui agit par effet hydrodynamique augmentant ainsi très sensiblement l'effet destructeur de la décharge.

Pour évaluer l'énergie dissipée par le courant dans ce processus hydraulique, nous nous sommes basés sur les travaux les plus récents traitant du problème des cavités gazeuses dans le liquide, notamment ceux de L. CHINCHOLLE /3/, relatifs à l'effet destructeur consécutifs à leur formation et à leur disparition.

Il nous a été ainsi possible d'établir les bases d'un bilan énergétique de la décharge en fonction des paramètres électriques et des effets mécaniques sur les électrodes.

Nous devons, toutefois, souligner que dans cette étude le choix des conditions d'expérimentation a été dicté, dans une certaine mesure, par celles que l'on rencontre dans l'application industrielle des décharges érosives. C'est ainsi que la plage des tensions des décharges n'excédait pas 1000 Volts, que l'énergie des décharges individuelles n'excédait pas 3 Joules et que les matériaux des électrodes étaient le plus souvent le cuivre ou l'acier.

Quant au liquide diélectrique, nous avons surtout utilisé un hydrocarbure des plus courants, le pétrole, car malgré sa composition chimique assez complexe et le mélange de différents éléments dont l'analyse présente certaines difficultés, sa propriété diélectrique reste stable au cours des expériences.

I. ETAT DES CONNAISSANCES ACTUELLES SUR LA NATURE DES DECHARGES EROSIVES

Les connaissances actuelles sur la nature et les effets des décharges érosives résultent de deux types d'exploration essentiels, soit des relevés purement technologiques dans le cadre de la pratique de l'usinage par électro-érosion, soit une étude physique subordonnée aux besoins de cette technique.

Le premier type d'exploration ne touche pratiquement que les effets quantitatifs d'enlèvement de matière aux électrodes, caractérisant le fonctionnement d'une machine d'électro-érosion donnée.

L'analyse de ces résultats prête à de nombreuses confusions. En effet, ils se rapportent toujours à une moyenne statistique, résultant d'un fonctionnement continu des machines dans lesquelles ces décharges se produisent à des fréquences assez élevées, souvent irrégulières. Peu de renseignements sont généralement fournis au sujet des paramètres électriques et physiques des décharges. De plus, la plage de variation de ces paramètres est toujours limitée à cause des impératifs propres à un type déterminé de machine, d'où une limitation du champ d'investigation. En outre, ces renseignements publiés dans des notices commerciales, ne peuvent, de ce fait, servir de base objective à une étude quelque peu approfondie.

Quant à l'étude fondamentale du phénomène physique de la décharge érosive, elle a été entreprise par un certain nombre de chercheurs, mais aucune théorie valable n'a pu être formulée jusqu'à présent.

Etant donné l'intérêt particulier que présentent les décharges érosives pour l'industrie, la commercialisation rapide des machines d'électro-érosion a été entreprise dès qu'un résultat plus ou moins intéressant a été obtenu. Ce fait a empêché ou retardé l'étude fondamentale de l'électro-érosion. Les chercheurs, dont la plupart étaient des constructeurs de machines d'électro-érosion, réduisaient leurs études au cadre étroit de l'application industrielle, se contentant d'explications souvent élémentaires quant à la nature physique du phénomène.

Il faut également tenir compte du petit nombre de spécialistes en électro-érosion pour lesquels il n'existe pas encore de cycle d'études spécialisées. Ces chercheurs restent dans l'optique de leur formation antérieure (mécaniciens, constructeurs, électriciens, etc...) ce qui oriente les interprétations des résultats expérimentaux et réduit les méthodes d'investigation. Il en résulte de grandes divergences de vues et il est difficile de réaliser une synthèse des connaissances actuelles.

Un certain nombre d'ouvrages traitent de ce phénomène physique des décharges érosives, mais dans la plupart des cas, ce ne sont que des études partielles consacrées à l'un des aspects du phénomène tel que l'effet thermique de la décharge sur les électrodes, l'analyse des gaz produits par l'action du courant sur le diélectrique, l'étude de la pression mécanique globale exercée sur les électrodes, ou l'analyse des modifications structurales du métal des électrodes soumises aux décharges érosives.

1.1. Premiers essais d'analyse de l'électro-érosion :

A la lumière de différents travaux publiés à ce jour, on relève trois tendances générales pour expliquer le processus d'électro-érosion : la théorie "électro-mécanique", la théorie "thermo-mécanique" et la théorie "électro-thermique".

a) Théorie "electro-mécanique".

Elle est représentée surtout par les travaux assez anciens de WILLIAMS aux U.S.A. (1952) /4/ et de ADCOCK en Angleterre (1953) /5/. WILLIAMS attribue l'érosion électrique à un arrachement de particules de métal par les forces du champ électrique concentrées au lieu de la décharge. Cette théorie exclut ou du moins néglige le rôle du facteur thermique de la décharge, ainsi que le rôle de l'effet hydro-dynamique accompagnant la décharge, effet dont l'importance s'est révélée lors de recherches ultérieures.

D'après cette théorie, le champ électrique concentré au lieu de la décharge provoque sur les ions positifs du métal un choc tel qu'il détache des particules entières des électrodes.

La théorie "électro-mécanique" n'a pas reçu de développement ultérieur car il est difficile de calculer le volume de métal désagréé en fonction de l'intensité du champ électrique. De plus, l'examen des résidus de métal enlevé révèle qu'ils ne conservent pas la structure originale du matériau. Ces résidus se présentent sous la forme de particules sphériques, résultant d'une solidification du métal fondu et même d'une recondensation du métal évaporé. Cela implique l'existence de températures élevées qui jouent un rôle sinon déterminant, du moins très important dans l'action destructrice de la décharge.

Malgré ses défauts, la théorie "électro-mécanique" a retenu l'attention des chercheurs pendant plusieurs années et certains techniciens d'électro-érosion s'y réfèrent encore actuellement.

b) Théorie "thermo-mécanique".

D'après ses principaux promoteurs - MANDELSTAMM et RAISKY(U.R.S.S.)/6/, les effets électriques de la décharge provoquent (probablement par effet Joule sur les électrodes) la formation de jets de vapeurs du métal surchauffé que les auteurs appellent "jets de flammes". Ces "jets de flammes" proviennent du métal vaporisé des électrodes et produisent sur les surfaces de ces dernières des cratères caractéristiques. L'effet de polarité de la décharge qui se manifeste par une destruction plus prononcée de l'une des électrodes, est attribué par les auteurs aux "jets de flammes" de la cathode qui seraient plus puissants que ceux de l'anode. Aucune explication satisfaisante n'a jamais été fournie quant à cette prédominance de "jets de flammes" cathodique.

Cette théorie, assez mal fondée et un peu simpliste, ne s'accorde pas avec des données expérimentales et ne donne pas une explication sérieuse du phénomène d'électro-érosion. Il est, toutefois, nécessaire de la mentionner car l'expression "jets de flammes" a été assez souvent utilisée par les techniciens d'électro-érosion comme explication globale et imagée du phénomène.

c) Théorie "electro-thermique".

La théorie "électro-thermique" élaborée à la suite de nombreuses expériences et de calculs effectués par différents chercheurs /7/, /8/, /9/, a été adoptée par un certain nombre de constructeurs de machines d'électro-érosion comme fondement de leur conception générale du phénomène. Elle donne des explication plus valables que les deux précédentes. La différence essentielle entre les théories "thermo-mécanique" et "électro-thermique" se situe dans une interprétation différente du mécanisme d'échauffement des surfaces des électrodes. Dans la théorie "thermo-mécanique", l'action thermique de la décharge est attribuée uniquement à la haute température du canal de la décharge qui transmet la chaleur, par conduction, aux surfaces des deux électrodes. D'après la théorie "électro-thermique", la source d'échauffement est attribuée surtout à l'"effet de freinage", que les électrons subissent au départ de la cathode et à l'arrivée sur l'anode.

Bien que s'accordant mieux avec les données expérimentales, cette théorie comporte, toutefois, certaines difficultés d'interprétation qui ne permettent pas de la considérer comme définitive et complète. En effet, le calcul montre que l'effet purement thermique du courant de la décharge ne peut être responsable que d'une partie du phénomène. Certes, la chaleur dégagée par effet Joule peut fondre et évaporer un certain volume de métal, mais,

étant donné que le volume total de métal éjecté du cratère est plus grand que celui calculé en fonction de l'effet Joule, il faut admettre l'existence d'un autre facteur complémentaire qui doit également expliquer l'éjection puissante du métal enlevé sous forme liquide ou gazeuse. En outre, la théorie "électro-thermique" n'explique pas clairement l'effet de polarité de la décharge, effet qui varie suivant les conditions de l'expérimentation.

Telles furent les premières tentatives d'explication du phénomène d'électro-érosion à l'époque où l'électro-érosion commença à trouver une application industrielle, c'est-à-dire, durant la période allant de 1950 à 1960.

1.2. Recherches et travaux récents :

Vers les années 1958-1960, certaines études fondamentales ont été entreprises et se sont révélées d'une importance particulière.

A l'aide d'un microscope électronique, G.V. SPIVAK /10/ a montré que le métal se trouvant dans la zone d'action de la décharge, c'est-à-dire à la surface des cratères, subit un fort morcellement et que les cristaux sont broyés.

Les expériences de L.S. PALATNIK /11/, effectuées à l'aide de la méthode spectro-radiographique, ont fait ressortir une différence des processus destructifs sur l'anode et sur la cathode. D'après l'interprétation de PALATNIK, la destruction de la cathode résulte de la surpression due aux températures très élevées de la décharge. Elle serait suivie d'un arrachement mécanique des particules de métal. Par contre, les cratères produits sur l'anode sont caractérisés par une fusion et une évaporation plus progressive.

Les études de B.N. ZOLOTYCH /12/, qui utilisait des prises de vues accélérées, allant jusqu'à 600 000 par seconde, ont démontré que l'éjection du métal de l'anode a lieu non pendant la décharge, mais à la fin de celle-ci. Il a été également établi que les résidus d'érosion électrique que l'on retrouve sous forme de minuscules sphérules métalliques, contiennent les composants des deux électrodes. Ceci démontre clairement que le métal des deux électrodes se trouve, à la fin de la décharge, dans un état de dispersion (liquide ou gazeuse) permettant leur mélange intime, suivi d'une solidification rapide sous forme de gouttelettes.

Ces observations ont conduit à rechercher d'autres formes de transformation de l'énergie électrique de la décharge et à prendre en considération ses effets dynamiques. On a donc considéré de plus près les conséquences du bombardement de l'anode par les ions et par les électrons se trouvant dans le

canal de la décharge. De plus, la comparaison des cratères résultant des décharges érosives a suggéré à plusieurs chercheurs d'établir une analogie entre ces cratères et ceux provoqués par le choc d'un projectile lancé à très grande vitesse.

C'est pourquoi B.R. LAZARENKO /13/ les compare aux cratères que l'on trouve sur la surface de la lune ou à ceux qui résultent de la chute d'un aérolithe. Cela l'a conduit à faire des essais de bombardement d'une surface métallique avec une bille d'acier. L'expérience montre que si la vitesse du projectile est de l'ordre de plusieurs milliers de mètres/seconde (dans le cas étudié elle est de 5 600 m/s), on observe la formation d'un cratère dont le diamètre est de plusieurs fois supérieur à celui du projectile. Ce cratère rappelle assez bien ceux produits par électro-érosion. D'après LAZARENKO, la vitesse confère aux électrons et aux ions du canal de la décharge "l'effet de masse".

A.S. SINGERMAN /14/ insiste sur le caractère explosif d'évaporation du métal des deux électrodes. D'après lui, cette explosion des vapeurs surchauffées du métal est à l'origine d'une "onde de choc mécanique".

I.G. NEKRASHEVITCH /15/ a mesuré, à l'aide d'une balance ballistique, les forces de répulsion des deux électrodes à la suite d'une décharge.

Par des expériences systématiques de mesure de la pression mécanique sur les électrodes au cours de la décharge, KIJOSHI INOUE /16/ a montré l'importance des pressions momentanées lors de la formation du cratère. D'après lui, la couche superficielle du métal usiné par électro-érosion acquiert une conductivité électrique supérieure à celle du reste du métal. Il explique ceci par les températures et les pressions de la décharge. Il faut, toutefois, noter que dans ces expériences, KIJOSHI INOUE a mesuré seulement la pression globale de la décharge, mais ne donne pas d'indications quant au moment précis de son apparition initiale, ni du caractère de son évolution.

En étudiant les conditions dans lesquelles s'effectue l'éjection du métal de la zone de la décharge, A.L. LIVSHITZ /17/ arrive à la conclusion que cette éjection a lieu seulement pendant la décharge. Il est à noter que cette affirmation se trouve en contradiction avec les expériences de ZOLOTYCH /12/ basées sur les prises de vues accélérées. LIVSHITZ ne précise d'ailleurs pas si ce qu'il entend par "durée de la décharge" est la durée de l'impulsion du courant ou la durée globale de l'action de la décharge.

Une étude intéressante a été effectuée par G. FISCHER /18/, qui a analysé le mécanisme de l'amoerçage de l'arc et la formation du plasma dans le canal de la décharge. D'après lui, les électrons quittent la cathode par émission froide pour passer directement à l'anode. Il a constaté en outre, que dans une décharge de courte durée, le diamètre du cratère cathodique est égal au diamètre du cratère anodique, d'où il conclut "que les électrons dans le canal de la décharge ne sont pas dispersés par les atomes". Il appelle ce type de décharge "arc sans plasma", qui caractérise le stade initial de la décharge. Il constate l'apparition du plasma seulement pendant le second stade - passage massif du courant de la décharge - qu'il appelle "arc avec plasma". Pour un arc court, mais avec plasma, l'énergie cédée par les électrons aux atomes de la vapeur métallique est négligeable, mais l'effet des chocs disperse les électrons et la surface du cratère de l'anode est alors supérieure à celle de la cathode (*).

La forme des cratères a également attiré l'attention des chercheurs. Ainsi SINGERMANN /11/ souligne l'importance de la formation des bourrelets de métal fondu et solidifié ensuite, entourant le cratère. Ces bourrelets sont en effet observables dans la plupart des cas d'électro-érosion. D'après SINGERMANN, les bourrelets sont plus importants pour les décharges de grande énergie (plusieurs dizaines de Joules) et sont moins visibles aux faibles énergies.

SINGERMANN attribue la formation de bourrelets à la pression qui existe dans le canal de la décharge. Il suppose que cette pression résulte des chocs de particules ionisées (ou neutres, qui sont entraînées par ces dernières). Une partie de métal fondu et éjectée dans le liquide environnant se solidifie sous forme de petites sphérules caractéristiques, tandis que l'autre partie, qui se trouve sur la périphérie du cratère, subit une pression moins élevée et, par conséquent, se solidifie par contact avec le métal plus froid de l'électrode (**).

(*) Ce phénomène est connu dans la pratique de l'usinage par électro-érosion. Il est d'autant plus accentué que la durée de la décharge est longue et unipolaire. Une inversion, même faible, du courant de la décharge supprime presque complètement la différence entre le diamètre des cratères anodique et cathodique.

(**) L'absence des bourrelets dans le cas de décharges à faible énergie ne s'accorde pas toujours avec les mesures profilométriques des cratères, effectuées à l'aide d'appareils de grande précision. En effet, il n'est pas aisé de prélever un profilogramme des cratères dont le diamètre est de l'ordre de 0,1 à 0,2 mm et la profondeur d'environ 0,01 mm.

Il a été également effectué de nombreuses études métallographiques des surfaces usinées par électro-érosion. Parmi celles-ci, il est intéressant de noter les travaux de I.Z. MOGHILEVSKY & TCHEPOVAYA /19/, qui ont analysé les modifications structurales de la couche superficielle de l'acier usiné par électro-érosion et en particulier la formation de la "couche blanche"*) , bien connue dans la pratique de l'usinage par électro-érosion. D'après les auteurs de cette étude, la "couche blanche" se distingue par une très grande dureté, ce qui a été confirmé par d'autres chercheurs. Ainsi G. FISCHER/18/ indique que cette dureté atteint le chiffre de 1000 Vickers, contre environ 260 Vickers pour les couches inférieures du métal.

En outre, il a été constaté, dans les cas de décharges de grande énergie (plusieurs Joules) et surtout de grande durée (centaines de micro-secondes), l'apparition d'une fissuration de la structure cristalline du métal se trouvant directement en dessous de la "couche blanche". Cette fissuration peut atteindre, dans certains cas, quelques dixièmes de millimètres de profondeur. On a également relevé /19/ une certaine absorption, par la couche usinée, des composants du liquide diélectrique (hydrogène ou carbone), ou de l'électrode si elle est en graphite.

J'ai moi-même déjà signalé l'importance de la "couche blanche" en fonction de différents paramètres de la décharge (20) (fig. A-1). L'épaisseur de cette couche augmente avec l'énergie des décharges et avec la durée de celles-ci pour disparaître pratiquement pour des valeurs inférieures à 10^{-3} Joules; elle atteint 0,005 à 0,01 mm pour des énergies de l'ordre de 0,5 Joule.

P. LESCOP et B. LAGET /21/ ont effectué l'analyse métallographique de la couche superficielle au cours des essais d'endurance sur des aciers usinés par électro-érosion. Les auteurs constatent un écrouissage de la couche superficielle. Ils n'entrent pas dans les détails de la nature physique des décharges érosives.

A partir des oscillogrammes du courant et de la tension, K. GANSER /22/ a étudié l'énergie effective des décharges. Il donne aussi quelques indications concernant l'usure réciproque de l'anode et de la cathode pour différents matériaux des électrodes. Malheureusement il ne donne aucune précision quant aux paramètres électriques des décharges. Une étude similaire a été faite par G. STUTE /23/.

*) eutectique fer-carbone de structure extrêmement fine présentant une grande dureté.

Un grand nombre d'ouvrages sont consacrés exclusivement à la technologie de l'usinage par électro-érosion, mais on n'y trouve pratiquement jamais de renseignements concernant la nature physique du phénomène.

1.3. Effet électro-hydraulique :

Avant d'aborder l'étude proprement dite de l'électro-érosion, il est intéressant de définir l'effet électro-hydraulique.

Le principe fondamental de l'effet électro-hydraulique peut se résumer de la façon suivante : si l'on effectue une décharge électrique à très haute tension (de l'ordre de 100 kV ou plus) dans un liquide quelconque (conducteur ou non), cette décharge vaporise le liquide se trouvant dans la zone de conduction et il en résulte des pressions hydrauliques extrêmement élevées qui se propagent dans tout le liquide environnant.

Cet effet commence à être utilisé dans l'industrie comme source de grandes pressions instantanées. Il est employé pour l'emboutissage des tôles, le morcellement ou le concassage, la production de poudres colloïdales métalliques, la désinfection de l'eau, le tassement des sols, la production des émulsions, le vieillissement des pièces de fonderie, etc...

Du point de vue physique, on peut décrire le phénomène comme suit : la décharge électrique caractérisée par un grand écartement des électrodes (quelques centimètres) et, par conséquent, par une haute tension, crée dans le liquide un canal conducteur, qui se présente sous la forme d'un canal hautement ionisé constituant un plasma. Le passage par ce canal d'un courant de grande intensité provoque, dans la zone séparant les deux électrodes, une brusque élévation de température qui vaporise le liquide en créant une cavité gazeuse. Le grossissement de celle-ci exerce sur le liquide environnant une forte pression instantanée qui entraîne une onde de choc de grande puissance. Ceci constitue un premier choc hydraulique. A la fin de la décharge, la cavité qui s'est formée se referme et donne lieu à un second choc hydraulique. Ces deux chocs, qui constituent successivement une explosion et une implosion, peuvent se répéter plusieurs fois en décroissant en puissance.

Le liquide et les matériaux se trouvant à proximité de la zone de la décharge ne subissent pratiquement aucun échauffement. On n'observe pas non plus d'érosion appréciable des électrodes.

La figure 1.3. - 1 schématise le développement de l'onde de choc hydraulique provoquée par la décharge. Au moment de la décharge, on peut caractériser différentes zones de pression dans le liquide environnant. Si a est le canal de la décharge, dans la zone la plus proche b, les pressions et les dépressions sont si fortes que pratiquement tous les matériaux solides qui s'y trouvent sont dissociés et se présentent sous forme de particules dispersées, qu'on retrouve ensuite en état de suspension. De plus, il semble que le liquide acquière les propriétés d'un corps solide dur. c est une zone de destruction partielle pour certains matériaux : les métaux subissent un fort écrouissage et le liquide peut être assimilé à un corps solide élastique. Dans la zone d, l'onde de choc produit un effet d'éjection sur toutes les particules présentes; le liquide semble être très élastique. En d on observe une simple pression qui diminue en fonction de la distance.

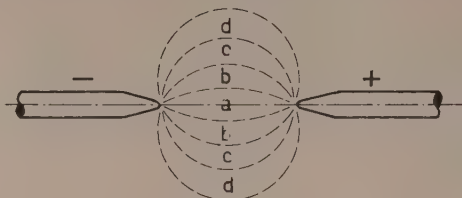


Fig. 1.3. - 1.

Progression de l'onde de choc hydraulique
provoquée par la décharge.

Ainsi, d'après les inventeurs de cette technique, en particulier L.A. YOUTKINE /24/, la décharge électrique dans les conditions décrites est caractérisée essentiellement par une transformation de l'énergie électrique en énergie thermique et mécanique qui provoque la création de bulles ou de cavités gazeuses. Le cycle de pressions et de dépressions accuse un certain retard par rapport à l'impulsion électrique qui les provoque.

La figure 1.3. 2 représente schématiquement le dispositif utilisé pour l'emboutissage des tôles par effet électro-hydraulique.

Il est très important de noter qu'il n'existe pas de seuil déterminé de l'apparition de l'effet électro-hydraulique. Ainsi, on peut obtenir un effet suffisant (par exemple pour l'emboutissage de pièces de petites dimensions) à partir de décharges produites sous une tension d'environ 3000 Volts. Toutefois, l'accroissement de l'effet électro-hydraulique dépend davantage de l'accroissement de la tension que de l'augmentation de la capacité.

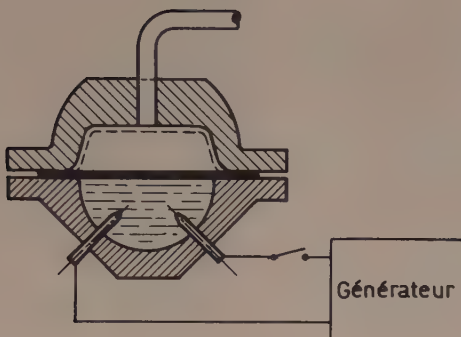


Fig. 1.3. - 2.

Schéma d'un dispositif utilisé pour l'emboutissage des tôles par effet électro-hydraulique.

D'après l'un des créateurs de cette méthode /24/, plus le canal de la décharge est long, plus grand est le volume de la bulle de gaz qui se forme et, par suite, plus grande est l'efficacité du choc hydraulique.

En comparant l'effet électro-hydraulique et l'électro-érosion, on peut dire que la différence essentielle entre ces deux méthodes réside dans les valeurs des tensions appliquées aux électrodes (dizaines ou centaines de milliers de volts par rapport à quelques dizaines ou centaines de volts utilisés dans l'électro-érosion). Il en résulte une seconde différence : la distance entre les électrodes, qui est environ 1000 fois plus petite dans le cas de l'électro-érosion.

Pour produire l'effet électro-hydraulique, on peut utiliser les liquides les plus variés. L'eau distillée est employée le plus fréquemment. Ici la conductivité électrique du liquide ne joue pas de rôle important car les circuits de décharge sont munis d'éclateurs qui isolent les électrodes pendant la charge du condensateur.

L'efficacité de l'effet électro-hydraulique dépend de plusieurs facteurs. De manière générale on peut dire qu'elle est d'autant plus élevée que la self-induction du circuit de décharge est plus faible, ce qui réduit la durée de la décharge et rend plus raide le front d'attaque de l'impulsion du courant. L'efficacité de l'effet électro-hydraulique dépend également de la densité du liquide et de son pH : elle croît avec la densité du liquide et elle est plus élevée lorsque le pH s'approche du neutre.

En outre, l'expérience montre qu'elle dépend également des propriétés de résonance des matériaux en présence. Cet effet de résonance est souvent utilisé pour diriger ou concentrer l'onde de pression hydraulique en un endroit déterminé.

Par ailleurs, il a été possible de détecter au cours de ce phénomène les effets suivants :

- La vitesse du déplacement du liquide dans la zone voisine de la décharge est de l'ordre ou même dépasse la vitesse du son.
- La pression relevée à proximité immédiate du canal de la décharge peut atteindre 3000 kg/cm^2 ; elle diminue exponentiellement avec la distance.
- La pression est suivie d'une dépression qui peut provoquer une autre bulle et ainsi créer une oscillation de pressions et de dépressions plus ou moins amortie.
- Le processus est accompagné de l'émission d'ultrasons, de rayons ultraviolets, ainsi que de rayons X.
- On observe aussi un champ électro-magnétique momentané de grande intensité et une ionisation des éléments du liquide dans la zone perturbée.

Le réglage des paramètres électriques de la décharge permet de donner une certaine prédominance à l'un ou l'autre des effets mentionnés. Ainsi, nous avons vu que le déplacement du liquide pouvait provoquer un choc hydraulique d'une telle puissance qu'il brisait les matériaux non métalliques ou fragiles situés à proximité de la décharge. En augmentant la durée de la décharge on réduit la violence de ce choc. Il peut être utilisé alors comme une pression régulièrement répartie sur une surface donnée. Dans ce cas, il peut servir à déformer plastiquement les matériaux métalliques suffisamment malléables en leur permettant d'épouser la forme d'une matrice contre laquelle ils sont placés. Par contre, en réduisant la durée de la décharge, la puissance des vibrations (longueurs d'onde ultrasoniques) se trouve augmentée. On peut alors briser les matériaux et même pulvériser finement des cristaux ou des grains. Il a été également possible de produire par l'effet électro-électro-hydraulique une accélération des processus chimiques de synthèse ou de polymérisation.

L'effet électro-hydraulique est décrit en détails par L.A. YOUTKINE /24/ qui semble être l'un des promoteurs de cette méthode.

L'exploitation industrielle de l'effet électro-hydraulique a commencé ces dernières années, notamment en Allemagne de l'Ouest (FRÜNGEL et KELLER), en Belgique et aux U.S.A. La Compagnie "General Electric" l'utilise pour l'emboutissage des pièces jusqu'à 254 mm de diamètre et 2,38 mm d'épaisseur. Une étude expérimentale est en cours pour l'emboutissage des pièces de 3200 mm de diamètre et 25 mm d'épaisseur. La firme "Chrysler" étudie l'application de cette méthode à l'étirage des pièces en acier inoxydable très

dur; les matrices servant à cette opération sont en acier doux.

1.4. Remarques sur les théories actuelles :

Les trois théories mentionnées au paragraphe 1.1. ont subi, ces derniers temps, de vives critiques, mais aucune solution du problème, ni même une synthèse des connaissances actuelles n'a été proposée. Suivant l'avis de certains auteurs, en particulier de SINGERMANN /14/, "le mécanisme de l'éjection du métal dans l'érosion électrique a été insuffisamment étudié et la nature des forces provoquant cette éjection reste encore inconnue".

La théories "électro-mécanique" étant la moins élaborée et n'étant pas appuyée par des données expérimentales, n'a pas été retenue et n'est plus considérée comme un champ valable d'études. Toutefois, ceux qui critiquent cette théorie se basent essentiellement sur des observations expérimentales et aucune analyse théorique, considérée sous cet angle, n'a été effectuée jusqu'à présent.

En ce qui concerne la théorie "thermo-mécanique", qui se résume en l'hypothèse de l'existence de "jets de flammes", elle n'a pas eu non plus de développement scientifique et n'est plus mentionnée dans les travaux récents sur l'électro-érosion.

Reste la théorie "électro-thermique" qui a été sensiblement plus développée que les autres. Là encore les avis sont très partagés quant à la méthode de calcul de l'action thermique de la décharge.

L'action thermique due au courant de décharge ne fait aucun doute, car son intensité momentanée est extrêmement élevée. Même dans une décharge de faible énergie (par exemple de l'ordre de 10^{-3} joules, représentée par un condensateur de $0,05 \mu F$ chargé sous 200 Volts), l'intensité maximale de courant est de plusieurs dizaines d'ampères. Elle atteint facilement des centaines et même des milliers d'ampères pour les décharges de plusieurs joules.

Bien qu'il soit difficile de mesurer directement la température du canal de la décharge, l'ordre de grandeur de cette température a pu, néanmoins, être évalué par des méthodes indirectes et par des calculs /18/. Elle se situe entre 10 000 et 50 000°C, mais dans certains cas elle peut être moins élevée.

L'analyse de la forme des cratères et de leur état de surface /10/ révèle l'existence de forces considérables de nature mécanique accompagnant l'impulsion du courant de décharge. La mesure des pressions momentanées qui se développent dans l'espace inter-électrodes confirme nettement ce fait.

L'effet électro-hydraulique, à son tour, fait ressortir davantage l'importance du choc hydraulique, qui devient un effet dominant dans le cas des décharges sous haute tension (et par suite avec un grand éloignement des électrodes). La puissance de ce choc diminue si l'on baisse la tension de décharge, mais elle ne disparaît pas même si la tension devient voisine de celles utilisées dans l'électro-érosion /24/. On peut donc admettre qu'une onde de choc hydraulique accompagne toute décharge électrique dans un milieu liquide, quels que soient les paramètres électriques de cette décharge.

Nous relevons également un autre fait important : chacun des auteurs des travaux susmentionnés a effectué ses recherches dans des conditions particulières, souvent assez différentes de celles des autres chercheurs. Ainsi, par exemple, ZOLOTYCH /7/ base ses calculs et déductions sur l'observation des décharges de très longue durée (jusqu'à 1000 μ s et plus). Or, il est connu que les décharges de cette durée provoquent un échauffement excessif des électrodes. L'effet thermique peut donc, dans ce cas, facilement masquer les autres effets. LIVSHITZ /17/ fait des déductions quant à la nature des impulsions érosives de courant en étudiant des impulsions de longue durée sous une faible tension (en dessous de 50 Volts). SINGERMANN /14/ expérimente, avec des décharges de très grande énergie, dans la plage de 10 à 170 joules.

Contrairement à ces recherches qui peuvent paraître un peu anarchiques, nous nous sommes fixés un but déterminé qui est l'analyse de l'action thermique sur les électrodes et l'influence des chocs hydrauliques.

2. ANALYSE THEORIQUE

2.1. Rappels : mécanisme de la décharge électrique dans un gaz :

La décharge électrique se produisant dans le vide ou dans un milieu gazeux a fait l'objet de nombreuses études. Toutefois, vu la complexité du phénomène, la connaissance de son mécanisme intime présente encore certaines lacunes.

Afin de rappeler l'aspect général de ce phénomène, considérons deux électrodes soumises à une différence de potentiel continue U dans un milieu gazeux. Comme il est pratiquement impossible d'obtenir un gaz complètement désionisé, les ions présents se meuvent sous l'action du champ électrique et confèrent au gaz une certaine conductivité électrique.

Représentons cette conduction sous la forme d'un diagramme tension - intensité (fig. 2.1. - 1). En augmentant la différence de potentiel entre les électrodes, on constate d'abord l'apparition d'un courant qui dépend du potentiel d'ionisation du gaz et qui, aussi faible qu'il soit, est proportionnel à la tension (partie o - a de la courbe). Ensuite, lorsque le nombre d'ions déplacés devient égal au nombre d'ions formés par le champ électrique, le courant se stabilise (partie a - b). L'intensité du courant est alors fonction du coefficient d'ionisation du gaz. Dans les conditions normales de pression et de température, ce coefficient ayant une très faible valeur, l'intensité du courant est réduite.

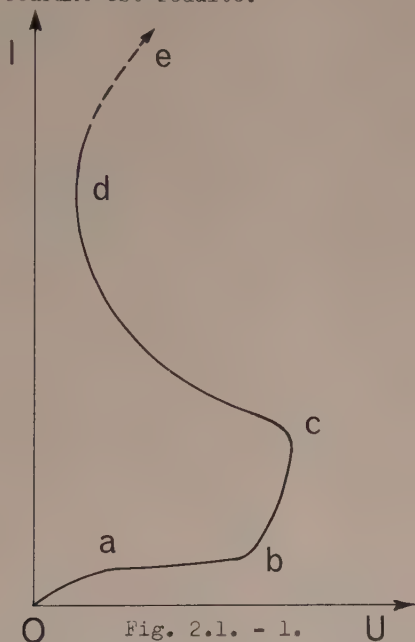


Diagramme tension-intensité des décharges dans le gaz.

Pour une différence de potentiel plus élevée, la vitesse des ions devient suffisante pour provoquer, par collisions avec des molécules neutres, une ionisation complémentaire qui, à son tour, augmente la conductivité du gaz et, partant, le courant entre les électrodes (partie b - c). Mais nous sommes encore en présence d'une conduction réduite, accompagnée souvent d'une luminescence du gaz entre les électrodes.

Pour une tension déterminée, qui est en outre fonction de la distance entre les électrodes, il y a rupture diélectrique, donnant lieu à la décharge proprement dite. Cette décharge se distingue essentiellement par une "caractéristique négative" (partie c - d) de la courbe tension-intensité,

c'est-à-dire que l'augmentation du courant est accompagnée d'une chute de tension. Il se forme alors un canal de conductivité électrique élevée entre les électrodes. Si la puissance de l'alimentation est suffisante pour maintenir le courant de la décharge à une certaine valeur (courant de court-circuit), le processus continue sous forme d'un arc permanent (partie d - e). Si, par contre, cette puissance n'est pas suffisante, la conduction s'arrête, la rigidité diélectrique du milieu se rétablit et le cycle de la décharge se répète à une cadence qui dépend de la puissance de l'alimentation, de la tension appliquée et de la distance entre les électrodes.

Les conditions dans lesquelles s'effectue la décharge dans un gaz ont été étudiées par TOWNSEND (1910). La théorie de TOWNSEND a été développée et complétée par V. ROGOVSKY (1932).

Il a été également constaté que si l'on provoque, à une tension inférieure à la tension disruptive, un faible courant entre les électrodes (par exemple par effet photoélectrique) et si l'on diminue la pression de gaz dans l'espace inter-électrodes, il en résulte une croissance brusque du courant qui peut même se transformer en une véritable décharge. Ce phénomène est expliqué par l'apparition spontanée d'avalanches d'électrons, semblables à une réaction en chaîne, devenant possible lorsqu'on atteint un rapport déterminé entre la tension appliquée et la pression du gaz. STOLETOV (1885) a trouvé une relation précise entre la tension appliquée aux électrodes et la pression d'un gaz donné qui conditionne la décharge. Cette relation porte le nom de loi de Paschen.

La décharge est un phénomène transitoire. Son énergie est limitée à celle accumulée dans l'alimentation - par exemple dans un condensateur. Quant à la forme de la décharge, elle est déterminée essentiellement par la nature du circuit de décharge.

2.1.1. Allure du potentiel dans l'espace inter-électrodes :

Examinons maintenant l'allure du potentiel et du champ électrique dans l'espace inter-électrodes.

Si le gaz n'est pas ionisé, l'intensité du champ E entre les électrodes est constante et le potentiel V , qui baisse régulièrement de l'anode à la cathode, peut être représenté par une droite, Fig. 2.1.1. - 1 a.

Si le gaz est ionisé, mais si le courant ne passe pas entre les électrodes, étant donnée la répartition homogène des ions positifs et négatifs dans un espace dépassant de beaucoup les dimensions moléculaires, le potentiel

est toujours représenté par la même droite.

Mais, si un faible courant passe entre les électrodes par conduction réduite, il se produit une accumulation d'ions positifs près de la surface de la cathode et d'ions négatifs près de la surface de l'anode (Fig. 2.1.1. - 1 b). Cette charge d'espace modifie l'intensité du champ E qui n'aura plus une valeur constante. En effet, on sait que l'intensité du champ électrique entre deux surfaces planes en présence de charges d'espace q vérifie la relation

$$\frac{dE}{dx} = 4 \pi q$$

Dans un espace suffisamment éloigné des surfaces des deux électrodes (espace $x' - x''$, Fig. 2.1.1. - 1 b), l'intensité du champ est constante. A proximité des surfaces des électrodes, où apparaissent les charges q , la dérivée $\frac{dE}{dx}$ a une certaine valeur. Ainsi, l'intensité du champ décroît entre l'anode et l'espace $x' - x''$; elle reste constante dans cet espace et croît ensuite vers la cathode.

Quant au potentiel V , il est lié à l'intensité du champ par la relation

$$E = - \frac{dV}{dx}$$

Dans les conditions réelles, pour une conduction réduite (Fig. 2.1. - 1 b - c), les électrons quittent la cathode par émission froide. Leur énergie est juste suffisante pour ioniser quelques molécules se trouvant dans l'espace inter-électrodes. Il se produit alors une chute importante du potentiel sur la cathode et la courbe du potentiel prend l'aspect représenté sur la figure 2.1.1. - 1 c.

Lors d'une décharge par arc, à tension relativement élevée, la courbe du potentiel prend la forme représentée sur la figure 2.1.1. - 1 d.

Dans le cas d'une décharge par arc, mais à basse tension, (de l'ordre de 30 Volts), l'allure du potentiel entre les électrodes est caractérisée par la courbe de la figure 2.1.1. - 1 e. /25/.

Dans une décharge à grande intensité du courant et de courte durée (le cas qui nous intéresse particulièrement), la courbe du potentiel se rapproche de la forme représentée sur la figure 2.1.1. - 1 f. /27/.

On constate ici une importante chute du potentiel près de la cathode (région $x_1 - x_2$), comme dans les autres cas décrits ci-dessus. Ensuite, (dans la région $x_2 - x_3$) le potentiel a l'allure d'une droite. Cette région

semble correspondre à la partie du canal constitué par le "plasma de décharge" /18/ avec notamment des ions positifs se déplaçant vers la cathode /25/.

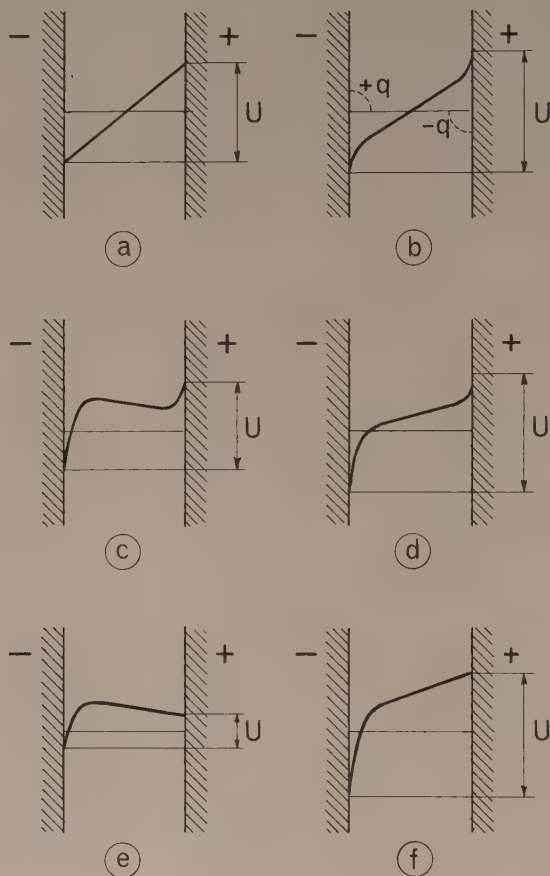


Fig. 2.1.1. - 1.

Allure du potentiel dans l'espace inter-électrodes.

a) sans courant, b) avec un faible courant, c) décharge à conduction réduite, d) décharge par arc à tension élevée, e) décharge par arc à basse tension, f) décharge par étincelle à tension élevée et forte intensité de courant.

2.1.2. Température des taches cathodique et anodique :

L'expérience montre que dans le cas de passage d'un courant de grande intensité entre deux électrodes, la température de la tache anodique est, en général, supérieure à celle de la tache cathodique.

A titre d'exemple, dans le cas d'un arc, le tableau ci-dessous donne les températures mesurées sur les deux taches pour quelques matériaux d'électrodes /26/, /27/.

	tache cathodique °C	tache anodique °C
Aluminium	3400	3400
Cuivre	2200	2250
Fer	2400	2600
Graphite	2000 - 3000	4200
Nickel	2370	2450
Tungstène	3000	4250

Ce phénomène peut être interprété de la façon suivante.

Dès le début de la décharge, la densité importante du courant sur la tache cathodique entraîne une élévation de la température et les électrons quittent la cathode sous l'effet de l'émission thermique. En même temps, une charge spatiale positive s'accumule près de la cathode. Elle repousse les ions positifs formés dans le canal et empêche ainsi (ou du moins réduit) le bombardement de la cathode par ces ions. De ce fait, l'échauffement de la tache cathodique est due essentiellement à l'effet Joule produit par le courant électronique.

Par contre, l'échauffement de la tache anodique résulte de l'effet Joule et du bombardement des électrodes par des ions négatifs ou par des particules entraînées par le courant électronique dont la présence dans le canal a été constatée par plusieurs chercheurs /27/, /28/. Cela chauffe davantage la tache anodique.

Par ailleurs, une partie de l'énergie calorifique est utilisée sur la tache cathodique pour l'émission thermique, ce qui abaisse, dans une certaine mesure, la température de cette tache.

Mais quel que soit le mécanisme intime qui est à l'origine de la différence des températures des taches, ce fait est généralement attribué à la présence sur la cathode d'une charge d'espace positive plus importante que la charge d'espace négative sur l'anode /26/.

2.1.3. Allure de la décharge :

Deux types de décharges peuvent se présenter : la décharge apériodique et la décharge oscillante. Considérons la figure 2.1.3. - 1 qui représente le schéma équivalent du circuit de décharge d'un condensateur. On supposera que l'enclenchement de la décharge est réalisé par la fermeture d'un interrupteur idéal J, provoquant ni arc, ni effets secondaires.

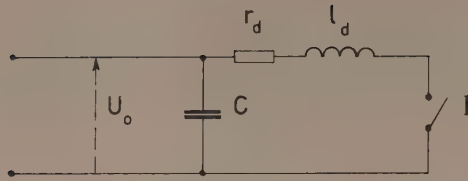


Fig. 2.1.3. - 1.

Schéma équivalent d'un circuit de décharge.

Ce circuit possède à la fois une résistance r_d et une self-inductance l_d . Lorsque les paramètres du circuit répondent à la condition

$$\frac{C r_d^2}{4 l_d} > 1$$

la décharge est apériodique. Le courant et la tension de la décharge prennent alors l'allure représentée sur la figure 2.1.3. - 2 a. Ils s'expriment par les relations :

$$i_d = \frac{U_0}{l_d} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{et} \quad U_d = i_m r_d e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Si, par contre, ces paramètres répondent aux conditions :

$$\frac{C r_d}{4 l_d} < 1$$

la décharge est oscillante. Le courant et la tension de cette décharge représentés sur la figure 2.1.3.- 2 b, sont exprimés par les relations :

$$i_d = \frac{U_0}{\omega l_d} \cdot e^{-\beta t} \sin \omega t \quad \text{et} \quad U_d = i_m r_d e^{-\beta t} \cos \omega t$$

$$\text{où : } \beta = \frac{r_d}{2 l_d}$$

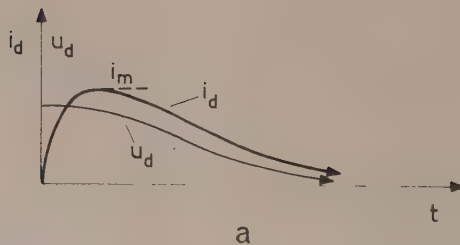


Fig. 2.1.3. - 2 a.

Tension et courant d'une décharge apériodique.

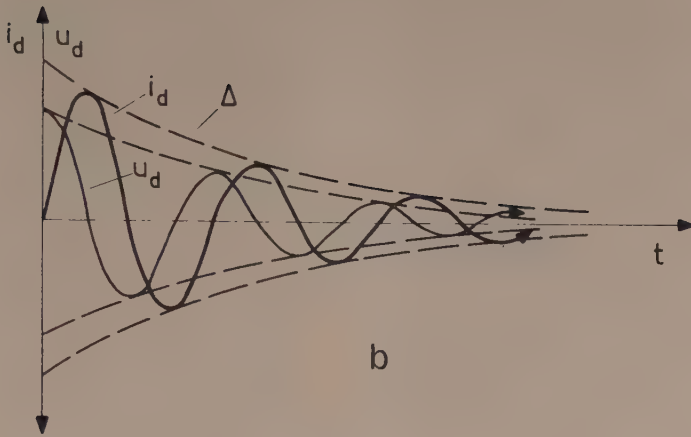


Fig. 2.1.3. - 2 b

Tension et courant d'une décharge oscillante.

La fréquence des oscillations est donnée par la formule :

$$f_o = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{l_d C} - \frac{r_d^2}{4 l_d^2}}$$

La durée d'une demi-période d'oscillation sera alors :

$$t_o = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{1}{l_d C} - \frac{r_d^2}{4 l_d^2}}}$$

L'intensité maximale du courant de la première arche d'oscillation sera :

$$i_m = \frac{U_o}{\sqrt{l_d^2 \omega^2 + r_d^2}}$$

Le décrément d'amortissement de l'oscillation est égal à :

$$\Delta = e^{-\beta t} = e^{-\frac{r_d t}{2 l_d}}$$

Application numérique.

Considérons la décharge d'un condensateur de $10 \mu\text{F}$ chargé sous 250 Volts. Supposons que les paramètres du circuit de décharge sont : $r_d = 0,1 \Omega$ et $L_d = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ H}$.

La décharge est oscillante car :

$$\frac{1 \cdot 10^{-5} \cdot 1 \cdot 10^{-2}}{4 \cdot 3,5 \cdot 10^{-6}} \approx 0,007$$

La fréquence des oscillations est égale à :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{3,5 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-5}} - \frac{1 \cdot 10^{-2}}{4 \cdot 12,2 \cdot 10^{12}}} = 26,712 \text{ Hz}$$

L'intensité maximale du courant de la première arche d'oscillation sera :

$$i_m = \frac{250}{\sqrt{12,2 \cdot 10^{-12} (6,28 \cdot 27 \cdot 10^3)^2 + 1 \cdot 10^{-2}}} \approx 425 \text{ A}$$

Le décrément d'amortissement de cette oscillation est égal à :

$$\Delta = e^{-\frac{0,1 \cdot 38 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 3,5 \cdot 10^{-6}}} \approx 0,62$$

La courbe d'oscillation du courant d'une telle décharge théorique est représentée sur la figure 2.1.3. - 3.

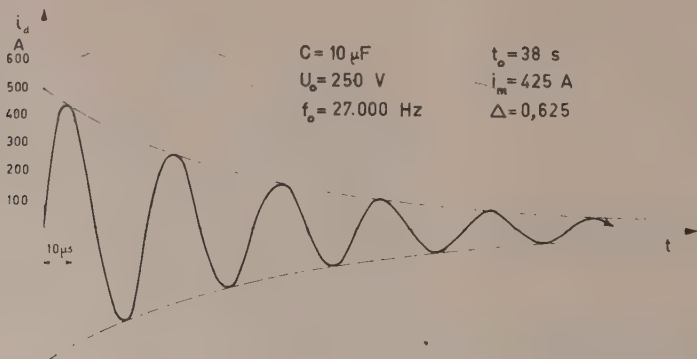


Fig. 2.1.3. - 3.

Courbe théorique de l'oscillation du courant de la décharge.

2.2. Décharge dans un milieu diélectrique liquide.

2.2.1. Diagrammes de la tension et du courant de décharge :

Le premier stade de la décharge (Fig. 2.2.1. - 1) que l'on peut appeler "stade préparatoire", est caractérisé par une chute brutale de la tension U_0 à laquelle est chargé le condensateur (qui peut être de quelques centaines de Volts). La durée $t_0 - t_1$ de cette chute de tension est extrêmement courte par rapport à la durée totale de la décharge ou même par rapport à la durée d'une arche d'oscillation du courant, dans le cas d'une décharge oscillante.

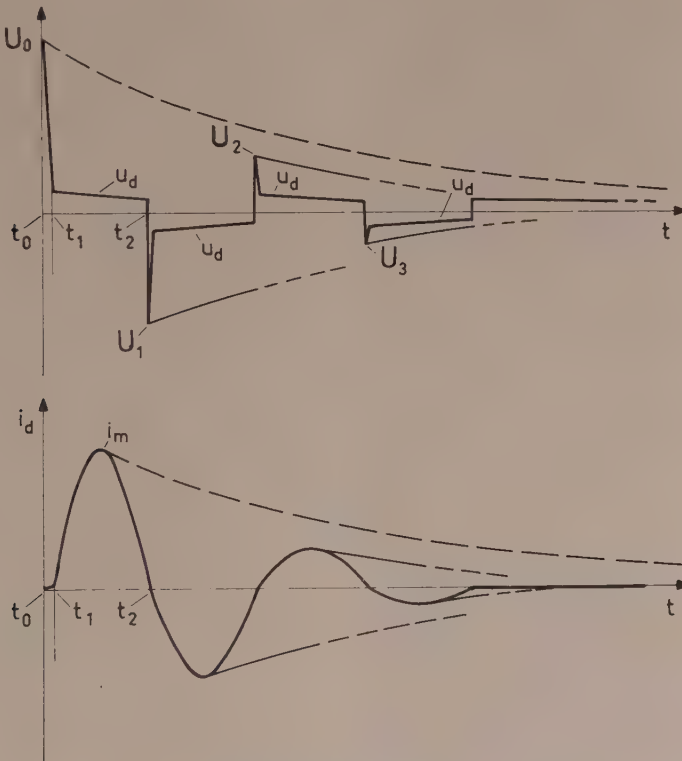


Fig. 2.2.1. - 1.

Courbes de tension et de courant d'une décharge oscillante dans un liquide diélectrique.

Ce premier stade correspond à la formation d'un canal ayant une conductivité électrique telle qu'elle permet le passage massif du courant de décharge. Pendant ce premier stade, le courant n'augmente que très peu. Il atteint seulement quelques centièmes de l'amplitude du courant de décharge proprement dit.

Le mécanisme de la formation de ce canal est complexe. Il ne sera pas examiné dans le cadre de la présente étude. Différentes hypothèses ont été proposées à ce sujet, mais chacune d'elles semble ne refléter que l'un des aspects multiples du phénomène, le mécanisme réel de l'amorçage de l'arc de la décharge dans un milieu diélectrique liquide provoque encore des controverses.

Toutefois, nous donnons dans l'annexe une interprétation du phénomène qui nous semble digne d'attention et qui pourrait, peut-être, servir de base de départ pour une étude plus approfondie.

Pendant le deuxième stade, caractérisant la décharge proprement dite, la tension U_d (ou tension de l'arc) reste constante ou diminue progressivement; sa valeur moyenne est voisine de 30 à 40 Volts. Le courant de la décharge commence alors à croître brusquement et, dans le cas d'une décharge oscillante, prend la forme d'une arche quasi sinusoïdale. Dans le cas de la décharge apériodique, la forme du courant s'éloigne d'autant plus de la sinusoïde que la résistance du circuit de décharge est plus grande.

Lors d'une décharge oscillante, au moment de l'inversion de l'oscillation, la tension s'inverse brusquement et atteint une valeur inverse U_1 voisine. Le phénomène se répète à chaque inversion du courant en s'amortissant jusqu'à la fin de l'oscillation.

L'oscillation du courant est caractérisée par un certain décrochement ou rupture de pente au moment de son inversion, de sorte que l'amplitude de la deuxième arche est nettement inférieure à celle calculée théoriquement en appliquant le décrétement d'amortissement basé sur les paramètres du circuit. Ce décrochement de la pente devient de plus en plus prononcé à chaque inversion du courant et l'oscillation, au lieu de s'amortir progressivement, s'arrête brusquement après plusieurs inversions du courant. Le courant devient alors nul. Quant à la tension, elle conserve parfois une faible valeur, positive ou négative suivant le signe de la dernière arche. Cette tension résiduelle est toujours inférieure à la tension d'amorçage de l'arc, mais elle peut varier suivant les conditions de la décharge, la distance entre les électrodes et les caractéristiques du diélectrique.

2.2.2. Calcul de l'énergie effective de la décharge :

2.2.2.1. Calcul au moyen de l'aire :

En se basant sur les courbes (oscillogrammes) du courant et de la tension de décharge, on peut déterminer l'énergie effective de la décharge, ainsi que la résistance équivalente de l'arc.

La valeur instantanée de la puissance effective de la décharge est :

$$w_e = u_d \cdot i_d$$

et la valeur instantanée de la résistance équivalente de l'arc est :

$$r_e = \frac{u_d}{i_d}$$

Le travail effectué par la décharge dans l'espace inter-électrodes, ou son énergie effective, sera exprimé par :

$$A_e = \int_{t_0}^{t_d} u_d \cdot i_d \cdot dt$$

Dans le cas d'une décharge oscillante, ce travail s'écrit :

$$A_e = \int_{t_0}^{t_1} u_d i_d dt + \int_{t_1}^{t_2} u_d i_d dt + \dots + \int_{t_m}^{t_n} u_d i_d dt$$

Application numérique.

Considérons les courbes de la tension et du courant de la décharge aperiodique d'un condensateur de $10 \mu F$ chargé sous 200 Volts. Les oscillogrammes de la tension (prélevée aux bornes de l'arc) et du courant de cette décharge, ainsi que le schéma du circuit de décharge sont donnés sur la figure 3.2.2.2. - 2 du paragraphe 3.2.2.2.

Reproduisons ces oscillogrammes et construisons les diagrammes de l'énergie effective de la décharge et de la résistance équivalente de l'arc (Fig. 2.2.2.1. - 1).

L'aire délimitée par la courbe représentant la puissance instantanée, donne le travail effectué par la décharge. Dans le cas présent, ce travail est égal à 0,0488 Joule. L'énergie accumulée dans le condensateur avant la décharge était :

$$A_n = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} 1 \cdot 10^{-5} 4 \cdot 10^4 = 0,2 \text{ Joule}$$

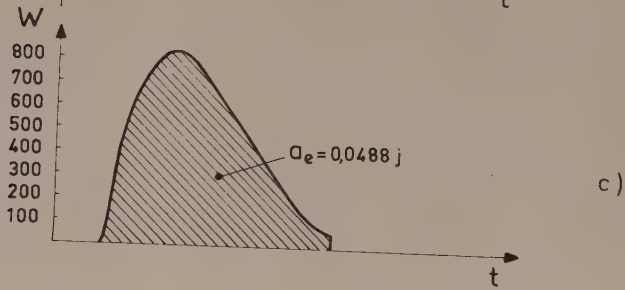
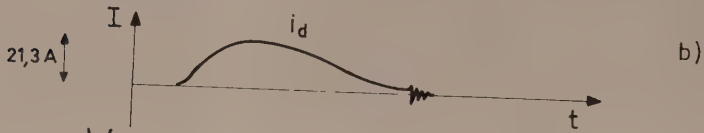
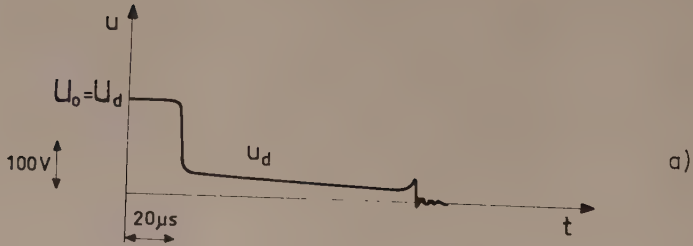
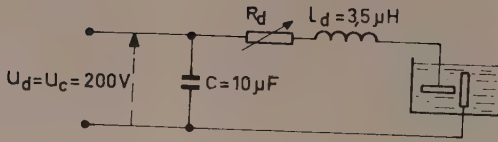


Fig. 2.2.2.1. - 1.

Calcul de l'énergie effective d'une décharge apériodique au moyen de l'aire. a) tension aux bornes de la décharge, b) courant, c) puissance instantanée, d) résistance équivalente.

Dans ce cas particulier, le travail effectif de la décharge dans la zone inter-électrodes représente donc environ 24 % de l'énergie accumulée dans le condensateur. Ce faible rapport est dû à une forte résistance (R_d) insérée dans le circuit de décharge afin de la rendre apériodique.

Prenons maintenant le cas d'une décharge oscillante d'un condensateur de $10 \mu F$ chargé sous 250 Volts. Les oscillogrammes du courant et de la tension prélevée aux bornes de l'arc, ainsi que le schéma du circuit de décharge sont donnés sur la figure 3.2.2.1.- 2 du paragraphe 3.2.2.1.

Procédons comme dans le cas de la décharge apériodique et calculons le travail effectué au cours de chaque arche d'oscillation du courant (Fig. 2.2.2.1. -2). Nous aurons alors : pour la première arche 0,108 Joule, pour la seconde 0,035 Joule et pour la troisième 0,017 Joule.

Le travail total effectué dans la zone de la décharge sera donc :

$$0,108 + 0,035 + 0,017 = 0,160 \text{ Joule}$$

L'énergie accumulée au départ dans le condensateur est égale à :

$$A_n = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} 1 \cdot 10^{-5} \cdot 6,25 \cdot 10^4 = 0,31 \text{ Joule}$$

Le travail effectué par la décharge représente donc dans ce cas 51,5 % de l'énergie accumulée.

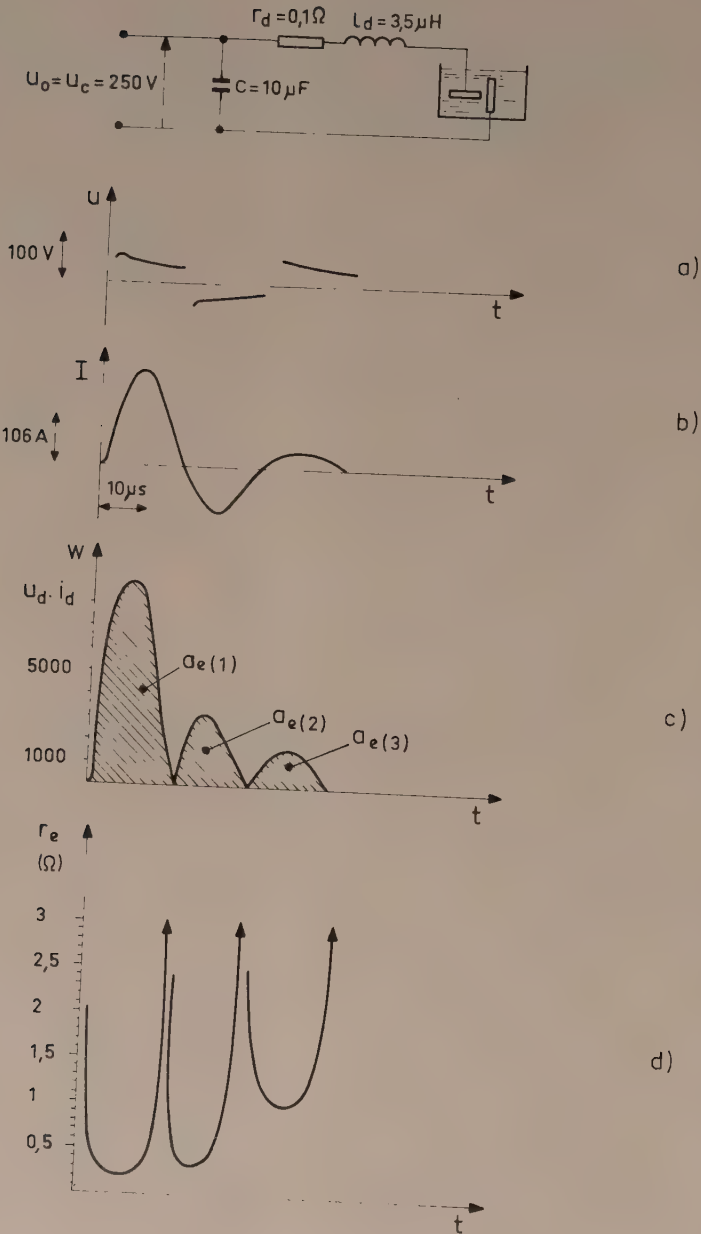


Fig. 2.2.2.1. - 2.

Calcul de l'énergie effective d'une décharge oscillante au moyen de l'aire. a) tension aux bornes de la décharge, b) courant, c) puissance instantanée, d) résistance équivalente.

2.2.2.2. Calcul au moyen de la perte d'énergie
d'oscillation du courant :

Pour calculer l'énergie effective dans le cas d'une décharge oscillante, il est intéressant d'appliquer une méthode de calcul qui conduit à comparer l'énergie d'oscillation de chaque arche de courant.

Dans l'hypothèse où les paramètres électriques du circuit de décharge correspondent aux conditions d'existence d'une décharge oscillante :

$$r_d \ll 2 \sqrt{\frac{l_d}{C}}$$

on peut considérer la valeur de la résistance totale du circuit r_d comme négligeable par rapport aux autres paramètres du circuit. Dans cette hypothèse, l'énergie d'oscillation de chaque arche de courant peut être exprimée par la relation :

$$a_o = \frac{l_d i_d^2}{2} \quad \text{et pour toutes les arches : } A_o = \sum a_o$$

Considérons un schéma équivalent de la ligne de décharge représenté sur la figure 2.2.2.2. - 1 et les courbes de tension et de courant d'une décharge oscillante.

Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe 2.2.1., dès le début de la décharge, la tension prise aux bornes de l'arc tombe brusquement de sa valeur initiale U_o (celle de la charge du condensateur), jusqu'à la valeur U_d de 40 Volts environ. Comme représenté sur la figure 2.2.1. - 1 a, cette chute de tension initiale est d'une durée très brève ($t_o - t_1$). La tension décroît légèrement jusqu'à la fin de la demi-période d'oscillation ($t_1 - t_2$). Elle s'inverse ensuite pour atteindre une valeur U_1 inférieure à la tension de charge U_o , car il y a eu une énergie dissipée au cours de la première arche d'oscillation. L'énergie emmagasinée dans le condensateur étant égale à $1/2 C U^2$, la tension U_1 a pour valeur :

$$U_1 = \sqrt{\frac{a_o(1) \cdot 2}{C}}$$

Une formule analogue peut être appliquée pour déterminer la valeur maximale de la tension à chaque inversion du courant.

Quant à la tension instantanée u_c aux bornes du condensateur, elle a la forme d'une sinusoïde amortie pratiquement en quadrature avec celle du courant.

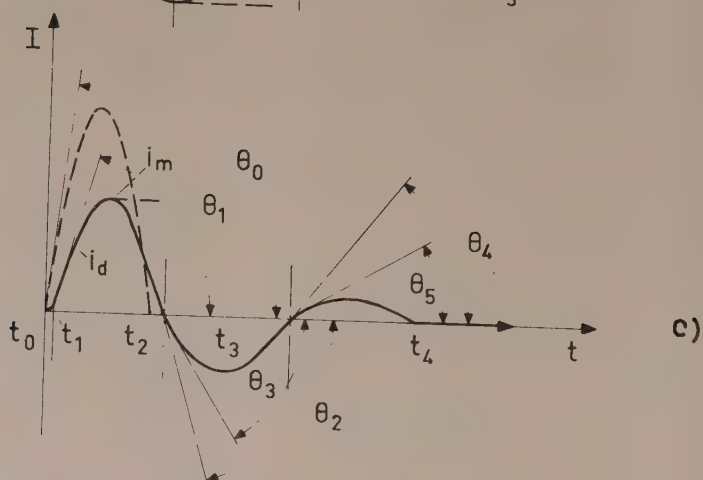
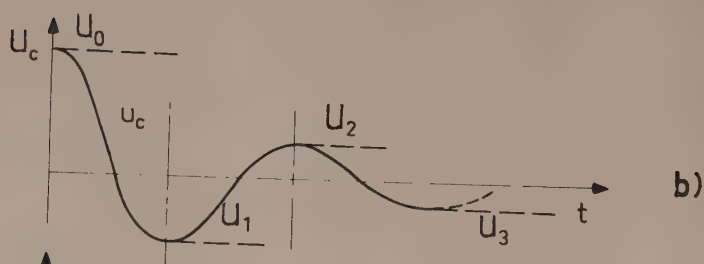
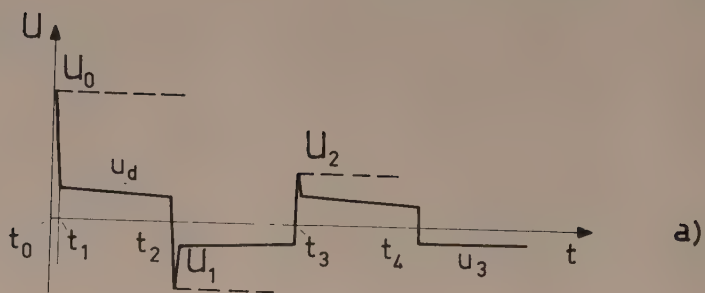
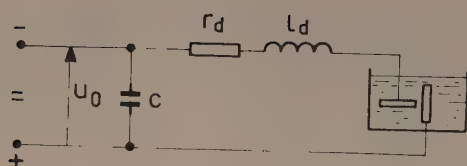


Fig. 2.2.2.2. - 1.

Calcul de l'énergie effective d'une décharge oscillante au moyen de l'énergie d'oscillation du courant. a) tension aux bornes de la décharge, b) tension aux bornes du condensateur, c) courant aux bornes de la décharge.

Etant donné que l'accroissement de courant pendant le premier stade de la décharge (stade préparatoire $t_0 - t_1$) est très faible par rapport à la valeur maximale i_m , on peut considérer que l'arche sinusoïdale du courant prend pratiquement naissance au moment t_1 lorsque la tension U_0 atteint sa valeur de décharge U_d .

Pour calculer l'énergie d'oscillation d'une arche de courant de décharge, nous utilisons la formule :

$$a_0 = \frac{l_d \cdot i_m^2}{2} \quad (2.2.2.2. - a)$$

Il faut tout d'abord déterminer la valeur exacte de l_d , ce que nous pouvons faire d'après la forme de l'arche d'oscillation du courant. Considérant que chaque arche d'oscillation peut être assimilée à une demi-sinusoïde d'une oscillation amortie (et l'observation de nombreux oscillogrammes du courant de la décharge nous autorise à faire cette assimilation), nous appliquerons les méthodes de calcul valables pour un courant sinusoïdal.

La tension aux bornes de l'arc est U_d . L'équation du circuit s'écrit :

$$U_c \cdot \cos(\omega t - t_1) = l_d \frac{di}{dt} + r_d i + u_d$$

d'où nous tirons :

$$\frac{di}{dt} = \frac{U_c \cdot \cos(\omega t - t_1) - r_d i - u_d}{l_d}$$

Si nous traçons une tangente à l'origine de la courbe sinusoïdale du courant en fonction du temps (au point t_1 Fig. 2.2.2.2. - 1), cette tangente aura pour valeur au point t_1 :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{di}{dt} = \frac{U_c - r_d i - U_d}{l_d}$$

Comme $i \neq 0$

$$l_d = \frac{U_0 - U_d}{\operatorname{tg} \theta} \quad (2.2.2.2. - b)$$

En substituant cette valeur dans la formule (2.2.2.2. - a), on aura :

$$a_0(1) = \frac{(U_0 - U_d) i_m^2}{2 \operatorname{tg} \theta} \quad (2.2.2.2. - c)$$

L'énergie dissipée dans la zone de la décharge durant le temps correspondant à une arche d'oscillation du courant, est égale à l'énergie d'oscillation théorique $a_{ot}^{(*)}$ moins l'énergie d'oscillation calculée sur la base du tracé de l'oscillogramme réel du courant $a_{o(1)}$:

$$a_{e(1)} = a_{ot} - a_{o(1)} = \frac{U_o \cdot i_m^2}{2 \operatorname{tg} \theta_o} - \frac{(U_o - U_d) i_m^2}{2 \operatorname{tg} \theta_1}$$

Pour calculer l'énergie effective de la seconde arche, procédons de la façon suivante :

Le travail effectué par la première arche de l'oscillation du courant diminue la tension de charge U_o du condensateur. La tension restante U_1 sera déduite de la relation :

$$U_1 = \sqrt{\frac{a_{ot} \cdot 2}{C}}$$

Si, après la première arche, l'oscillation du courant se faisait seulement à travers l'impédance du circuit de décharge, au moment de l'inversion du courant (instant t_2), la pente à l'origine de la deuxième arche serait pratiquement la même que celle à la fin de la première. Sa tangente serait alors égale à :

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{U_1}{I_d}$$

L'intensité maximale du courant de cette deuxième arche théorique peut être calculée d'après la formule correspondante du paragraphe 2.1.3.

Le travail effectué par la seconde arche sera égal, comme dans le cas précédent, à l'énergie d'oscillation de la seconde arche théorique, moins l'énergie d'oscillation de cette seconde arche, calculée sur la base de l'oscillogramme réel du courant :

$$a_{e(2)} = a_{ot(2)} = \frac{U_1 i_m^2}{2 \operatorname{tg} \theta_2} - \frac{(U_1 - U_d) i_m^2}{2 \operatorname{tg} \theta_3}$$

(*) L'énergie a_{ot} est calculée dans les conditions d'une décharge théorique provoquée par la fermeture d'un interrupteur idéal. Dans ces conditions, la seule énergie dissipée est celle due à la résistance du circuit (ligne de décharge et connexions).

En procédant de la même façon pour toutes les arches d'oscillation du courant, on peut calculer le travail effectué par chacune d'elles. Le travail total de la décharge effectué dans l'espace inter-électrodes sera alors :

$$A_e = \sum a_e$$

Cette méthode de calcul a l'avantage de n'utiliser que l'oscillogramme du courant de la décharge, ce qui, dans certains cas, présente un intérêt.

Application numérique.

Revenons au cas décrit au paragraphe 2.2.2.1. : décharge oscillante d'un condensateur de $10 \mu\text{F}$ chargé sous 250 Volts. L'énergie emmagasinée dans le condensateur est $1/2 C U^2 = 0,2 \text{ Joule}$. La courbe d'oscillation du courant est représentée sur la figure 2.2.2.2. - 2.

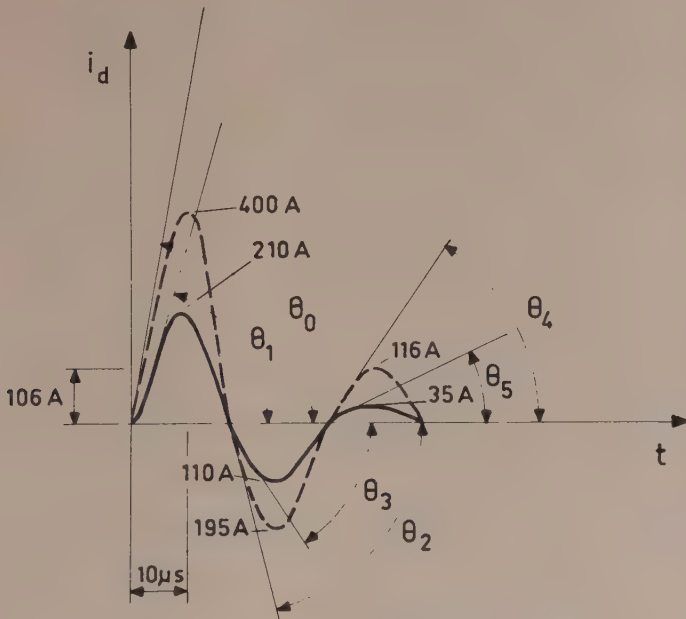


Fig. 2.2.2.2. - 2.

Calcul de l'énergie effective de la décharge au moyen de la perte d'énergie d'oscillation du courant.

La mesure des paramètres électriques du circuit de décharge donne :

$$r_d = 0,1 \quad , \quad l_d = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ H.}$$

La première arche théorique donne :

$$\text{tg } \theta_0 = \frac{250}{3,5 \cdot 10^{-6}} = 71 \cdot 10^6$$

$$i_{mt} = \frac{250}{\sqrt{12 \cdot 10^{-12} (6,28 \cdot 29 \cdot 10^3)^2 + 1 \cdot 10^{-2}}} = 400 \text{ A}$$

$$a_{ot} = \frac{250 \cdot 400^2}{2 \cdot 71 \cdot 10^6} = 0,282 \text{ Joule}$$

Déterminons l'énergie d'oscillation de la première arche réelle :

$$\text{tg } \theta_1 = \frac{(250 - 40)}{3,5 \cdot 10^{-6}} = 60 \cdot 10^6$$

$$a_o(1) = \frac{(250 - 40) \cdot 210^2}{2 \cdot 60 \cdot 10^6} = 0,078 \text{ Joule}$$

L'énergie effective ou travail effectué durant la première demi-période d'oscillation réelle sera :

$$a_e(1) = a_{ot}(1) = 0,282 - 0,078 = 0,104 \text{ Joule}$$

Cette valeur est pratiquement égale à celle que nous avons calculée au paragraphe 2.2.2.1. par la méthode de l'aire.

La nouvelle tension U_1 de la deuxième arche sera égale à :

$$U_1 = 126 \text{ V}$$

Ainsi, pour la deuxième arche d'oscillation théorique on a :

$$\text{tg } \theta_2 = \frac{126}{3,5 \cdot 10^{-6}} = 36 \cdot 10^6$$

et

$$i_{mt}(2) = 195 \text{ A}$$

d'où

$$a_{ot}(2) = 0,066 \text{ Joule}$$

Déterminons l'énergie d'oscillation de la deuxième arche réelle :

$$\operatorname{tg} \theta_3 = 22 \cdot 10^6$$

$$a_o(2) = 0,0136 \text{ Joule}$$

Le travail effectué pendant la deuxième demi-période d'oscillation sera :

$$0,066 - 0,026 = 0,040 \text{ Joule}$$

La tension U_2 de la troisième arche d'oscillation sera de :

$$U_2 = 72 \text{ V}$$

Ainsi, la troisième arche théorique donne

$$\operatorname{tg} \theta_4 = 20,6 \cdot 10^6$$

et

$$i_{mt(3)} = 116 \text{ A}$$

d'où

$$a_{ot(3)} = 0,0228 \text{ Joule}$$

L'énergie d'oscillation de la troisième arche réelle sera :

$$\operatorname{tg} \theta_5 = 9 \cdot 10^6$$

$$a_o(3) = 0,002 \text{ Joule}$$

Le travail effectué par la troisième arche sera :

$$0,0228 - 0,0021 = 0,0207 \text{ Joule.}$$

La somme totale de travail effectué par toutes les arches d'oscillation sera :

$$0,1040 + 0,0400 + 0,0207 = 0,1647 \text{ Joule.}$$

Par rapport à l'énergie accumulée dans le condensateur (0,31 J), le travail effectif de la décharge représente 53 %.

Comme on le voit, les deux méthodes de calcul donnent pratiquement le même résultat.

2.3. Etude de la transformation de l'énergie de la décharge.

L'expérience montre que l'énergie électrique de la décharge effectuée dans un milieu diélectrique liquide se manifeste sous cinq aspects fondamentaux : l'énergie d'ionisation, l'énergie magnétique, l'énergie calorifique, l'énergie chimique et l'énergie de radiation.

- L'énergie d'ionisation est utilisée dans la formation du canal de la décharge. Elle est donc dissipée irréversiblement et n'influence pas directement le processus d'enlèvement de matière aux électrodes.

- L'énergie magnétique, sous forme de champ magnétique entourant le canal de la décharge, semble surtout influencer la constitution et la forme de ce canal.

- L'énergie chimique se manifeste essentiellement par l'effet de pyrolyse du liquide diélectrique.

- Les oscillations du courant de la décharge^{*)} créent des ondes électromagnétiques et dissipent ainsi une faible partie de l'énergie totale de la décharge.

Etant donné que l'influence des quatre formes susmentionnées de transformation de l'énergie électrique de la décharge semblent exercer une influence sensiblement moindre sur le phénomène d'enlèvement de matière aux électrodes que l'énergie calorifique de l'impulsion du courant, nous nous sommes proposées d'établir, en tout premier lieu, le bilan de la transformation de cette dernière forme d'énergie.

Lors de la décharge, l'énergie calorifique du courant se dissipe d'une part à la surface des électrodes, sur les taches anodique et cathodique, et d'autre part, dans le canal de la décharge, à l'intérieur du liquide diélectrique.

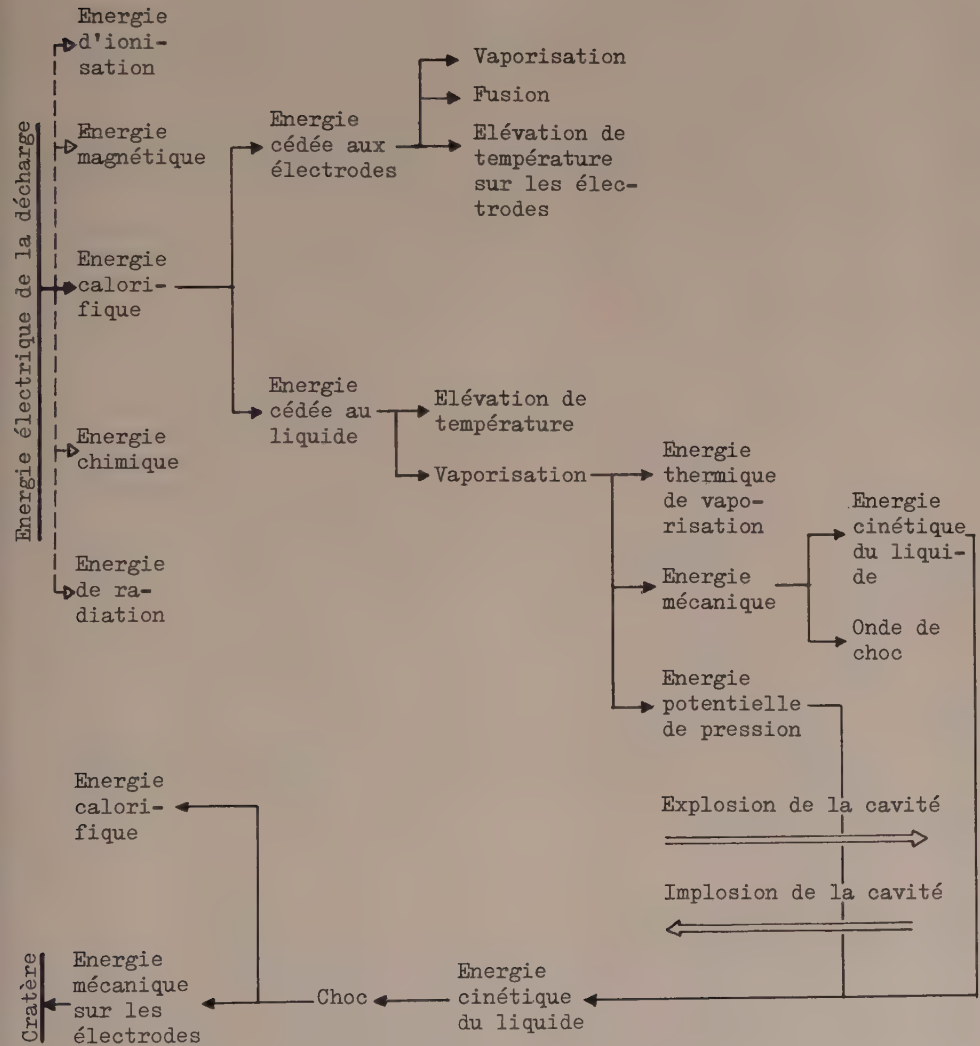
L'énergie calorifique cédée aux électrodes par effet Joule a pour résultat l'échauffement de ces dernières. Cet échauffement est surtout important sur les surfaces des taches anodique et cathodique, où le courant se trouve concentré. L'élévation de la température en ces points produit une fusion et même une évaporation de la couche superficielle du métal.

Le liquide reçoit également de l'énergie calorifique, étant donné la présence d'un arc à haute température. Il en résulte un échauffement et une évaporation d'un certain volume de liquide. Cette évaporation entraîne la formation d'une bulle de vapeur qui grossit en expulsant le liquide environnant. L'énergie calorifique se transforme donc ici en énergie cinétique des

^{*)} Ces oscillations se composent des oscillations proprement dites du courant de la décharge, ainsi que des oscillations se produisant à une fréquence plus élevée qui peuvent être observées au moment de l'amorçage et à la fin de la décharge.

particules liquides et en énergie potentielle de pression. Après la décharge, la bulle cesse de grossir et implose sur les surfaces des électrodes.

Le bilan de cette transformation de l'énergie de la décharge est représenté sur le tableau ci-dessous.



2.3.1. Effet thermique sur les électrodes.

2.3.1.1. Concentration du courant à l'endroit de la décharge.

De nombreuses observations ont permis de constater que la décharge se produit à l'endroit présentant les conditions les plus favorables pour son amorçage. Elles sont, en général, fonction de la plus faible "résistance" qu'oppose le milieu diélectrique dans l'espace inter-électrodes. Ces conditions dépendent, d'une part, des aspérités les plus rapprochées sur la surface des deux électrodes et, d'autre part, de l'état local du diélectrique qui se prête le mieux à une ionisation.

L'expérience montre, en outre, que quels que soient les paramètres électriques de la décharge (tension d'amorçage, capacité du condensateur ou caractéristiques du circuit de décharge) et quels que soient les matériaux des électrodes et la nature du milieu diélectrique (air ou liquide), toute la surface des cratères produits par la décharge porte les traces d'une forte action thermique^{*)}.

D'autre part, étant donné l'accroissement rapide du courant de la décharge, qui est dans la majorité des cas de l'ordre de 10^7 A/sec et la brièveté de la durée de l'impulsion du courant, l'effet pelliculaire va influencer sur la répartition des lignes de courant dans la masse des électrodes. Cette influence est particulièrement importante dans les décharges oscillantes ; la fréquence de ces oscillations peut atteindre des centaines de kHz et même des Mhz.

A la lumière de ces considérations, nous avons représenté sur les figures 2.3.1.1. - 1 et 2.3.1.1. - 2 les schémas de la répartition du courant dans la masse des électrodes. Il en résulte une forte densité de courant sur les taches de la décharge, concentrée dans un volume de matière très réduit.

^{*)} Dans certains cas, les traces d'échauffement dépassent même les limites des cratères. Toutefois, ce phénomène n'est observé que dans les cas exceptionnels d'une action thermique prolongée, comme par exemple, lors de décharges d'une durée particulièrement longue (voir paragraphe 2.3.4.3.).

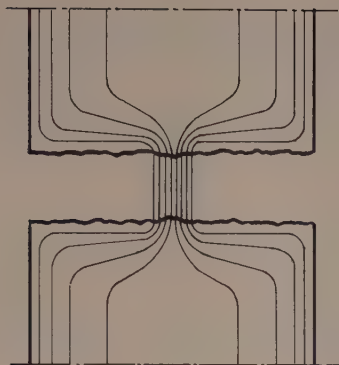


Fig. 2.3.1.1. - 1.

Schéma de répartition des lignes de courant dans la masse des électrodes.

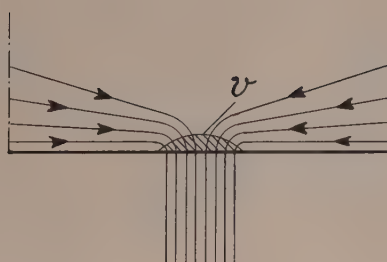


Fig. 2.3.1.1. - 2.

Concentration du courant et localisation de l'énergie calorifique dans un volume élémentaire de la tache de la décharge.

2.3.1.2. Origine de l'effet thermique.

Vu ce qui précède, l'effet thermique sur les électrodes peut être considéré comme ayant une double origine : action directe du courant par effet Joule et transmission de chaleur de l'arc (canal de la décharge) par conduction.

Il semble que la majeure partie de l'énergie électrique, sous forme d'énergie calorifique, cédée aux électrodes est due à l'effet Joule.

L'apport de l'énergie calorifique résultant d'une transmission de chaleur provenant du canal de la décharge ne joue, vraisemblablement, qu'un rôle secondaire et relativement peu important. En effet, comme nous le montrerons par la suite, les volumes de métal fondu et évaporé calculés d'après notre hypothèse concordent bien avec les données expérimentales.

Dans l'appréciation de l'effet thermique, il est important de déterminer la température maximale de la tache, la pénétration de la chaleur dans la masse de l'électrode et son effet sur le matériau de cette électrode - évaporation, fusion et pénétration de l'échauffement en dessous de la température de fusion.

Plusieurs tentatives ont été faites pour calculer la profondeur de pénétration de l'échauffement dans la matière des électrodes. Des calculs assez complexes ont été effectués par ZOLOTYCH /12/. L'auteur partait de l'hypothèse que le volume de métal fondu et évaporé par le courant de la décharge était égal au volume total de métal enlevé par cette décharge. Il considérait donc l'effet thermique comme seul responsable de l'enlèvement de matière aux électrodes, mais il ne précisait pas la perte de l'effet Joule dans la masse de l'électrode. En même temps, il ne proposait aucune explication quant au processus de l'éjection du métal évaporé et surtout du métal fondu se trouvant au fond des cratères.

Appelons J_m la densité maximale du courant et S_0 la surface du cratère, on aura alors :

$$J_m = \frac{i_m}{S_c} \quad (*)$$

(*) Il est vraisemblable que la section réelle de l'arc est inférieure à la valeur prise ci-dessus. Pratiquement la densité du courant doit être bien supérieure à celle déduite de cette valeur. En outre, l'examen de la forme des cratères permet de supposer l'existence d'une série de canaux étroitement serrés les uns contre les autres, formant un faisceau assez homogène.

Le courant atteint sa densité maximale sur les taches de la décharge. Comme le gradient de la densité de courant dans la masse de l'électrode atteint une valeur particulièrement élevée dans la proximité immédiate de ces taches, il se produit une très forte localisation de l'énergie calorifique à cet endroit (*).

Nous considérons donc que l'échauffement se produit dans une zone bien définie, correspondant au volume théorique v de la figure 2.3.1.1. - 2. L'expérience semble bien confirmer cette hypothèse car, d'une part, on n'observe qu'un très faible échauffement de la masse totale de l'électrode et cela même après un nombre considérable de décharges et, d'autre part, le volume et la forme des électrodes (dont les surfaces terminales sont supérieures aux surfaces des cratères) n'exercent pas d'influence mesurable sur le diamètre et la profondeur des cratères.

Sur la base de toutes ces considérations, il nous a paru admissible d'accepter l'hypothèse de la "source volumétrique" de chaleur comme point de départ de notre étude de l'effet thermique de la décharge (**).

Nous considérons donc que l'échauffement se produit dans une zone bien définie, correspondant au volume v de la figure 2.3.1.1. - 2.

Cette hypothèse présente, en outre, un autre avantage : elle permet, en partant des oscillogrammes du courant et de la tension et en calculant la puissance calorifique instantanée de la décharge, de déduire les volumes de matière évaporée, fondue et échauffée par cette décharge. L'étude expérimentale semble bien confirmer l'ordre de grandeur des résultats de ces calculs (voir paragraphes 3.3.1.2. et 3.3.1.3.).

(*) La durée de la décharge peut exercer une certaine influence sur le diamètre du canal et, partant, sur la surface des taches. Toutefois, d'après HIGHAM et MEEK /31/, l'augmentation de la section du canal est surtout importante au début de la décharge, correspondant au stade de l'accroissement rapide de l'intensité du courant. Par la suite, il se manifeste une tendance à la stabilisation de la section du canal. Dans nos calculs, nous ne prenons pas en considération ce facteur complémentaire, qui dans les conditions de nos expériences, ne semble pas être particulièrement important.

(**) Par opposition à l'hypothèse dite de la "source plate" de chaleur suivant laquelle toute la chaleur sur les taches est transmise par conduction depuis le canal de la décharge.

Cette façon de procéder nous a paru d'autant plus admissible que le but de notre étude n'est pas d'effectuer des calculs quantitatifs précis, mais de dégager surtout des valeurs relatives des différents effets calorifiques de la décharge, en les vérifiant ensuite par des expériences.

Ainsi, étant donné la localisation de l'énergie calorifique sur la tache de la décharge, considérons un volume isolé de matériau fictif m , dont la capacité calorifique moyenne serait c_c . Si l'on apporte la quantité de chaleur Q_e , l'élévation de température de ce volume sera égale à :

$$\Delta T = \frac{Q_e}{c_c \cdot m}$$

La quantité de chaleur Q_a transmise par conduction de l'arc vers l'électrode est égale à :

$$Q_a = k S_c (T_s - T_a) t$$

L'évaluation de la température de l'arc, dans l'air ainsi que dans le liquide diélectrique, faite par plusieurs chercheurs /17/, /18/, montre que celle-ci n'est pas très différente de la température des taches calculée suivant notre hypothèse. Nous n'avons donc pas tenu compte de l'apport éventuel de chaleur provenant du canal de la décharge, cet apport étant, semble-t-il, peu important sinon négligeable pour nos calculs.

Le volume de matériau isolé se trouvera donc à une température T_s donnée et constituera ainsi une source d'énergie calorifique.

Si la température de la source d'énergie est supérieure à la température de vaporisation du matériau de l'électrode, un certain volume de celle-ci sera évaporé. L'énergie calorifique utilisée à cet effet sera donnée par la relation :

$$Q_v = \frac{Q_e (T_s - T_v)}{T_s} \text{ cal}$$

où T_s est la température absolue de la source d'énergie et T_v la température de l'ébullition du matériau.

Le volume de matériau évaporé sera alors :

$$V_v = \frac{Q_e (T_s - T_v)}{T_s c_v P_s}$$

où c_v exprime la chaleur latente de vaporisation et P_s le poids spécifique du matériau.

L'énergie dépensée pour évaporer ce volume entraîne un abaissement de température de la source jusqu'à la température d'ébullition. La quantité de chaleur restante a pour valeur :

$$Q_e - Q_v = Q'_e \text{ cal}$$

Une partie de cette énergie sera utilisée pour fondre un certain volume de matériau de l'électrode. On a :

$$Q_f = \frac{Q'_e (T_v - T_f)}{T_v} \text{ cal}$$

Le volume du matériau fondu sera :

$$V_f = \frac{Q'_e (T_v - T_f)}{T_v c_f P_s}$$

Le reste de l'énergie calorifique : $Q_v - Q_f = Q''_e$ sera dissipé en échauffement du matériau de l'électrode en-dessous de sa température de fusion.

Posons la différence des températures égale à $T_f - T_a$, c'est-à-dire à la différence entre la température de fusion du matériau de l'électrode et la température ambiante. Nous aurons alors la pénétration moyenne de cet échauffement dans la masse de l'électrode :

$$h_t = \frac{Q''_e}{S_c P_{sp} C_c \Delta T}$$

Application numérique

Calcul de la température du cratère.

Considérons une décharge entre deux électrodes en cuivre plongées dans un liquide diélectrique (pétrole).

Supposons que l'énergie utilisée pour l'échauffement des électrodes par effet Joule soit de 1 Joule. L'énergie calorifique cédée à chaque électrode sera alors :

$$Q_e = 0,5 \cdot 0,24 = 0,12 \text{ cal}$$

Ces conditions correspondent approximativement à une décharge apériodique de 100 μF sous 250 Volts, d'une durée de 300 μs . L'oscillogramme du courant d'une telle décharge est représenté sur la figure 2.3.1.2. - 1.

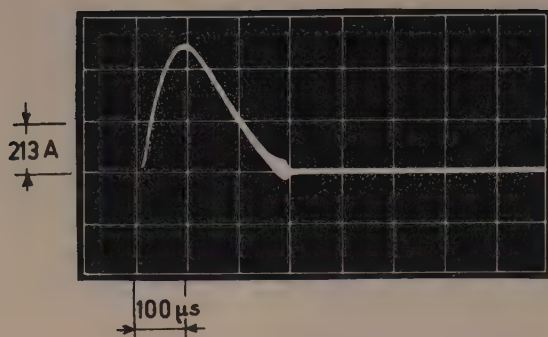


Fig. 2.3.1.2. - 1.

Courant d'une décharge aperiodique de $100 \mu F$ sous 250 V.
Electrodes : cuivre; diélectrique : pétrole.

L'expérience montre (voir paragraphe 3.2.4.1.) que la surface des cratères produits dans ces conditions est d'environ 1 mm^2 .

Pour déterminer la température maximale de la tache de la décharge, nous considérons la figure 2.3.1.1. - 1, représentant le schéma de la répartition de la densité du courant dans la masse des électrodes^(*).

La concentration maximale du courant et, par conséquent, la localisation de l'énergie calorifique aura lieu dans un volume qui peut être assimilé à un segment sphérique (Fig. 2.3.1.1. - 2) dont le volume est :

$$v_c = \frac{\pi \cdot h}{6} (3 \cdot a^2 + h^2)$$

D'après le profilogramme du cratère cathodique obtenu par une décharge similaire (Fig. 3.2.3.1. - 2), on a :

$$v_c = \frac{\pi \cdot 4 \cdot 10^{-3}}{6} (3 \cdot 16 \cdot 10^{-2} + 16 \cdot 10^{-4}) \approx 1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^3.$$

La température moyenne théorique de ce volume sera alors :

$$T_s = \frac{Q_e}{c_c \cdot m} = \frac{12 \cdot 10^{-2}}{93 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^{-5} \cdot 9} \approx 14.000^\circ \text{C}.$$

(*) Ici nous ne tenons pas compte de la différence de température des taches anodique et cathodique et nous assimilons la surface de la tache à celle du cratère.

Cette méthode de calcul ne prétend nullement donner une valeur précise. Elle permet simplement de faire une estimation de la concentration moyenne de l'énergie calorifique dans le volume soumis à l'effet Joule du courant. Les données fournies à ce sujet par d'autres chercheurs /17/, /18/, concordent assez bien avec ces résultats.

Calcul du volume de métal vaporisé et fondu par le courant de la décharge.

L'énergie calorifique utilisée pour l'évaporation d'un certain volume de métal de l'électrode sera :

$$Q_v = \frac{Q_e (T_s - T_v)}{T_s} = \frac{0,12 (14.000 - 2.300)}{14.000} \approx 0,1 \text{ cal.}$$

Il faut 1150 cal pour vaporiser 1 gr de cuivre, d'où $87 \cdot 10^{-6}$ gr de métal seront vaporisés, ce qui représente un volume de $9,7 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3$.

Après la vaporisation de ce volume de métal, il restera encore :

$$Q'_e = 0,12 - 0,1 = 0,02 \text{ cal.}$$

Une partie de cette énergie calorifique sera utilisée pour fondre le métal. Cette énergie sera égale à :

$$Q_f = \frac{Q'_e (T_v - T_f)}{T_v} = \frac{0,2 (2300 - 1080)}{2300} \approx 0,01 \text{ cal.}$$

Il faut environ 50 cal. pour fondre 1 gr de cuivre, d'où : $20 \cdot 10^{-5}$ gr de métal seront fondus, ce qui représente un volume de $22 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3$.

Si l'on effectue les mêmes calculs pour différentes températures théoriques T_s de taches, on obtient des courbes représentant les volumes de métal fondu et évaporé en fonction de ces températures ou, autrement dit, en fonction de la concentration de l'énergie calorifique sur ces taches.

La figure 2.3.1.2. - 2 représente ces courbes pour les électrodes en aluminium, en cuivre, en acier et en tungstène. (*)

(*) Il est intéressant de noter que, dans ces quatre cas, les volumes relatifs de matière fondue (v_f) ou de matière évaporée (v_v) correspondent assez bien à ce qu'on appelle "l'usinabilité des métaux par électro-érosion", c'est-à-dire, à la quantité de métal enlevée en unité de temps en utilisant des décharges de même énergie et de mêmes paramètres électriques.

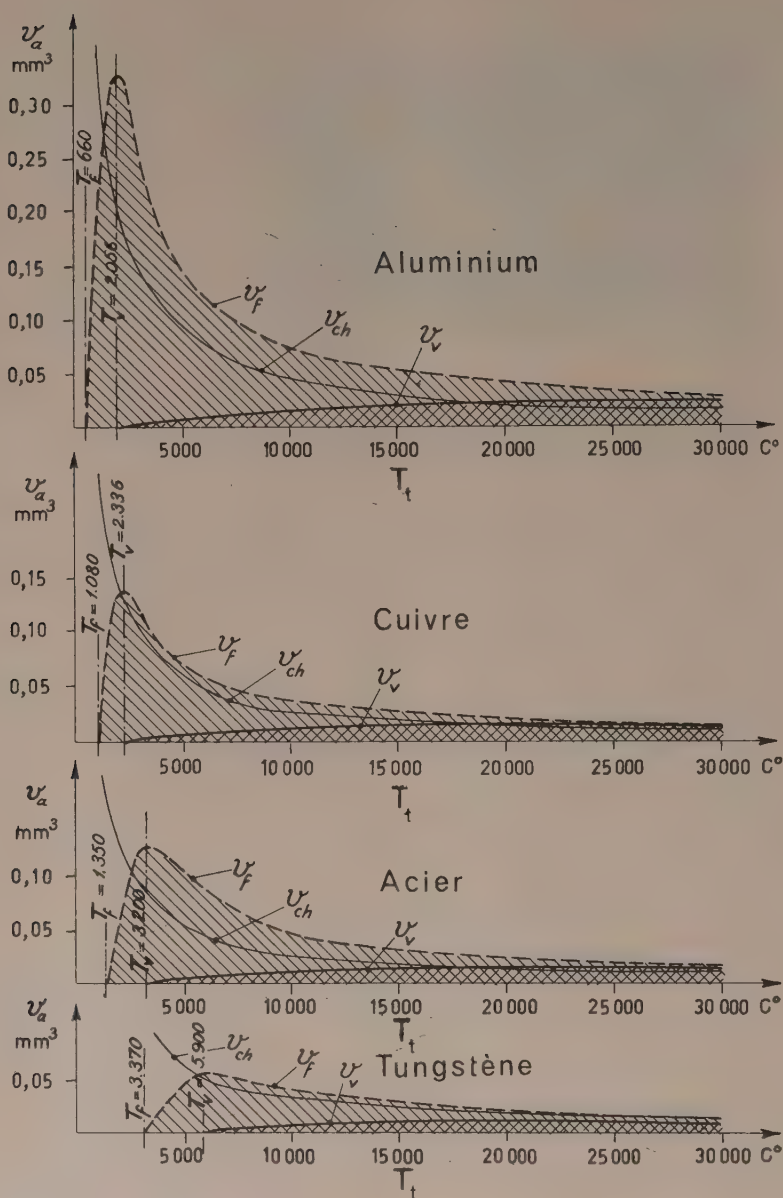


Fig. 2.3.1.2. - 2.

Volume de métal évaporé (v_v), fondu (v_f) et échauffé (v_{ch}) en fonction de la concentration de l'énergie calorifique sur la tache de la décharge (exprimée en température théorique T_t) et rapportés à une énergie constante de la décharge de 0,5 Joule.

Calcul de pénétration de l'échauffement dans la masse de l'électrode.

Prenons le cas des calculs précédents. L'énergie calorifique utilisée à la vaporisation et à la liquéfaction de certains volumes du métal représente :

$$Q_v + Q_f = Q'_e \text{ cal.}$$

L'énergie calorifique totale cédée à l'électrode étant Q_e , il reste :

$$Q_e - Q'_e = Q''_e \text{ cal.}$$

Cette énergie est dissipée dans la masse de l'électrode et produit l'échauffement d'un certain volume de celle-ci. Ce qui nous intéresse surtout dans cet échauffement, c'est la profondeur de sa pénétration dans la masse de l'électrode. En effet, l'échauffement du métal en dessous de sa température de fusion produit d'importantes modifications structurales de celui-ci et peut sensiblement affaiblir sa résistance mécanique.

Ce fait joue un grand rôle dans l'interprétation de l'éjection du métal par effet hydrodynamique de la décharge (voir paragraphe suivant). Il semble d'ailleurs que, suivant certains chercheurs /12/, /17/, cette éjection ait lieu à la fin ou même après l'impulsion électrique de la décharge (*).

Il est également à remarquer que d'après certaines expériences, il semble que l'éjection de matière puisse se faire même si la température des taches est légèrement inférieure au point de fusion du matériau des électrodes. Ceci confirme d'une part un affaiblissement de la résistance mécanique de la couche se trouvant immédiatement en dessous de la zone de fusion et, d'autre part, l'importance de l'effet hydrodynamique de la décharge qui arrache les particules de matière même incomplètement liquéfiées (voir paragraphe 2.3.1.3.).

Afin de simplifier les calculs pour évaluer une profondeur relative de la pénétration de l'échauffement dans la masse de l'électrode en fonction de la température des taches, nous ferons l'hypothèse suivante : isolons mentalement dans la masse de l'électrode une tige de diamètre égal à celui du cratère produit par la décharge. En négligeant la dissipation de la chaleur par la surface latérale de ce cylindre imaginaire et en supposant que le cratère a la même surface que la tache de la décharge, la profondeur de la pénétration

(*) La pénétration de l'échauffement dans le métal de l'électrode explique également l'altération de la structure cristalline de la couche usinée par électro-érosion dans le cas de décharges de très longues durées (v. paragraphe 3.3.5.4.), altérations que l'on n'observe pratiquement jamais si on utilise des décharges de courte durée, donc à température des taches élevée.

de l'échauffement sera assimilée à la hauteur h_t du cylindre ayant pour base la section du cratère (S_c) et dont le volume correspond à celui dans lequel l'énergie calorifique restante (Q_e'') élèverait la température moyenne du matériau de l'électrode de 20°C à la moitié de la température de fusion par exemple. (*)

Dans les conditions réelles, la dissipation de la chaleur dans la masse de l'électrode à partir de la zone de l'évaporation et de la fusion se fait dans toutes les directions. Toutefois, étant donné la faible profondeur des cratères par rapport à leur diamètre (Fig. 3.2.3.1. - 2, 3.2.3.1. - 3), on peut estimer que la profondeur de pénétration réelle de l'échauffement ne diffère pas beaucoup de la hauteur calculée de cette pénétration dans un cylindre isolé théorique.

La figure 2.3.1.2. - 3 représente schématiquement cette zone d'échauffement dans un cylindre imaginaire (a) et dans une électrode réelle (b).

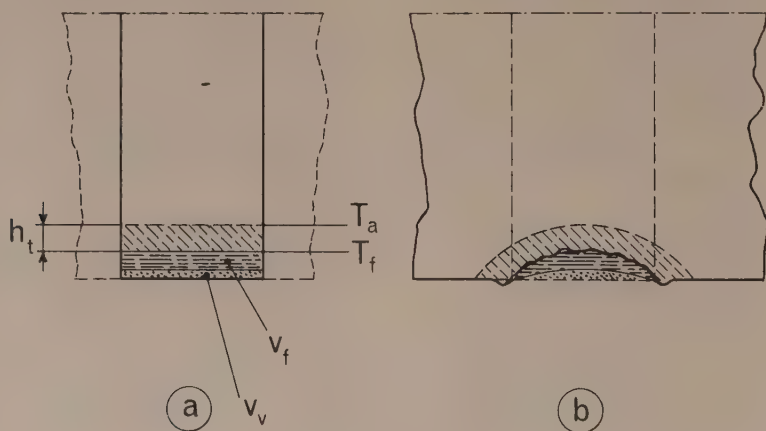


Fig. 2.3.1.2. - 3.

Pénétration de l'échauffement dans la masse de l'électrode.

(*) La pénétration de l'échauffement dans la masse de l'électrode peut être détectée par les modifications de la structure cristalline du métal de la couche se trouvant au fond du cratère. La nature de ces modifications peut donner des indications sur la température qui les produit /19/, /20/. Il est bien évident que cette façon de procéder ne donne qu'une estimation assez grossière. Toutefois, les expériences et les calculs effectués par d'autres chercheurs semblent confirmer l'ordre de grandeur de la pénétration de l'échauffement.

Application numérique :

Etant donné la quantité de chaleur disponible Q_e'' , nous pouvons calculer le volume de matériau dont la température va s'élever de 20° à la moitié de la température de fusion. Nous écrivons :

$$v_{ch} \cdot S_c \cdot h_t = \frac{Q_e''}{P_{sp} \cdot C_c \cdot 0,5 \Delta T}$$

d'où

$$h_t = \frac{Q_e''}{S_c \cdot P_{sp} \cdot C_c \cdot 0,5 \Delta T}$$

où P_{sp} et C_c sont respectivement le poids spécifique et la chaleur spécifique du matériau de l'électrode.

$$\text{On a : } Q_e' = Q_v + Q_f = 0,10 + 0,01 = 0,11 \text{ cal.}$$

$$Q_e'' = Q_e - Q_e' = 0,11 - 0,01 = 0,10 \text{ cal.}$$

Si l'on admet que la température moyenne du volume échauffé est égale à : $0,5 T_f = 530^\circ\text{C}$ et si la surface du cratère (ou de la tache) S_c est de $0,5 \text{ mm}^2$, on aura :

$$h_t = \frac{1 \cdot 10^{-2}}{5 \cdot 10^{-3} \cdot 9 \cdot 92 \cdot 10^{-3} \cdot 530} \approx 45 \cdot 10^{-4} \text{ cm} \approx 0,045 \text{ mm.}$$

En effectuant les mêmes calculs pour différentes températures théoriques des taches ou, autrement dit, pour différentes densités de l'énergie calorifique sur des taches, on peut établir des courbes montrant la pénétration de l'échauffement dans la masse de l'électrode en fonction de la densité de l'énergie calorifique et du matériau de l'électrode (l'énergie de décharge étant, bien entendu, ramenée à une valeur unitaire).(*)

La figure 2.3.1.2. - 4 donne un exemple de ces courbes pour les électrodes en cuivre et en acier.

(*) Ces calculs étant basés sur l'hypothèse d'un cylindre isolé à la base égale à S_c , la pénétration réelle de l'échauffement dans le cas d'une seule décharge doit être considérée comme légèrement inférieure à la valeur calculée. Il faut, toutefois, noter que si les décharges se suivent à une certaine cadence (cas de l'usinage par électro-érosion), l'échauffement pénètre davantage dans la masse de l'électrode et dépend de la fréquence de répétition des décharges ainsi que des conditions d'évacuation de la chaleur depuis l'endroit des décharges.

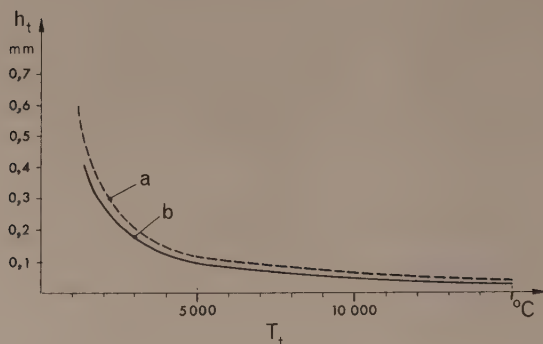


Fig. 2.3.1.2. - 4.

Pénétration de l'échauffement dans la masse de l'électrode en fonction de la température théorique de la tache (T_t) à énergie effective de la décharge (A_e) constante et égale à 0,5 Joule (hypothèse du cylindre isolé à base égale à S_c).

a) électrode en cuivre; b) électrode en acier.

On voit que la profondeur de l'échauffement est plus grande pour les décharges à basse température de la tache, c'est-à-dire, pour les décharges de longue durée (voir également paragraphe 3.3.). Ce fait est pleinement confirmé par l'expérience.

En effet, l'analyse métallographique de la couche superficielle des surfaces usinées par électro-érosion avec des décharges de durées différentes montre ce qui suit /19/, /20/.

Dans le cas de décharges de très courte durée, donc à température élevée des taches ($T_s \approx 15.000^\circ\text{C}$), la zone des transformations structurales des aciers se limite à quelques centièmes de millimètres de profondeur. Cette transformation se manifeste uniquement par la formation de la "couche blanche" - eutectique extrêmement fin - colmatant les porosités naturelles du métal (voir figure A - 1 de l'annexe).

Dans le cas de décharges de longue durée, correspondant à la température des taches sensiblement moins élevée ($T_s \approx 3.000^\circ\text{C}$), on observe des modifications structurales des aciers sur une profondeur de 0,3 - 0,4 mm et même davantage. Ces modifications correspondent à des températures de revenu, ce qui est en accord avec le diagramme figure 2.3.1.2. - 4.

2.3.1.3. Effet hydraulique.

L'énergie cédée au liquide diélectrique se manifeste sous deux formes essentielles : l'énergie électrique d'ionisation du canal de décharge et l'énergie calorifique provoquant l'échauffement et l'évaporation d'une certaine quantité de liquide (*).

L'évaporation du liquide a comme résultat la formation d'une cavité gazeuse dans l'espace inter-électrodes.

Les prises de vues accélérées font apparaître une forme sphérique de la cavité gazeuse /12/. L'énergie absorbée par la formation de cette bulle peut se décomposer schématiquement en trois parties :

- énergie calorifique nécessaire pour vaporiser le liquide :

$$A_{C_v} = \frac{4}{3} \pi r_o^3 \rho_v c_v 4,18 \text{ Joule}$$

où r_o est le rayon maximal de la bulle, ρ_v - la masse spécifique de la vapeur du liquide, c_v - la chaleur latente de vaporisation du liquide.

- énergie calorifique nécessaire pour élever la température de la vapeur jusqu'à la température du canal de la décharge :

$$A_{C_T} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_v c_l \Delta T 4,18 \text{ Joule}$$

- énergie mécanique :

$$A_m = \frac{3}{2} m v^2$$

où m est la masse de la goutte qui remplirait la bulle.

(*) Pour simplifier les calculs, nous ne prenons pas en considération la dissipation de l'énergie calorifique de la décharge dans l'échauffement du liquide environnant. En effet, cette énergie peut être estimée comme négligeable par rapport à celle utilisée pour la formation de la cavité gazeuse, étant donné la courte durée de la décharge. D'autre part, elle ne produit qu'un très faible effet vu la mauvaise conductivité thermique des liquides diélectriques. La pratique de l'électro-érosion montre, en outre, qu'il faut un nombre très considérable de décharges de grande puissance (par exemple plusieurs millions de décharges d'une énergie de l'ordre de 1 Joule) pour faire monter la température du liquide dans le bac d'usinage (d'une contenance de 1 litre environ) à 10°C .

Dans son évolution, la bulle passe par deux stades :

- 1) grossissement rapide (stade explosif) conditionné par l'apport de l'énergie calorifique dans l'espace inter-électrodes,
- 2) implosion de la bulle, après la fin de la décharge.

La vitesse de grossissement de la bulle (d'après les prises de vues accélérées /12/, /24) est généralement estimée comme voisine de la vitesse du son dans le liquide.

Au stade de son grossissement, le liquide transmet une onde de pression qui atteint les surfaces des électrodes.

C'est probablement cette onde de pression qui a été mesurée dans les expériences de Kijoshi Inoué /16/. Les résultats de ces mesures montrent que les pressions momentanées exercées sur les électrodes sont importantes. Elles peuvent atteindre des centaines et même des milliers de kg/cm^2 .

Quant à l'implosion de la bulle, suivant certaines hypothèses, sa durée est régie par la relation /30/ :

$$t = 0,915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p_\infty}}$$

où R_0 est le rayon initial de la bulle, ρ - la masse spécifique du liquide et p_∞ - la pression du liquide à l'infini.

Il a été montré que l'implosion d'une bulle s'accompagnait de la formation d'un microjet de grande puissance dû à une focalisation de l'énergie cinétique /3/. Ce mécanisme permet de proposer une explication de l'érosion de cavitation (formation de cratères dans les matériaux les plus durs).

L'implosion de la bulle peut s'effectuer de trois manières différentes que la figure 2.3.1.3. - 1 illustre schématiquement :

- 1) L'implosion se partage en deux et se concentre, d'une façon quasi égale, sur les surfaces des deux électrodes (a).
- 2) L'implosion se concentre de préférence sur la surface de l'une des électrodes (b).
- 3) L'implosion se concentre exclusivement sur la surface de l'une des électrodes (c).

Il semble que ces trois cas résultent du rapport des températures des électrodes. Plus la température de l'une des taches est supérieure à la température de l'autre, plus l'implosion de la bulle a tendance à se concentrer

sur cette tache. A la limite, lorsque la différence des températures des taches atteint un certain rapport, l'implosion de la bulle peut se faire pratiquement sur l'une des électrodes, la plus chaude, car c'est là que la condensation se fait avec le plus grand retard.

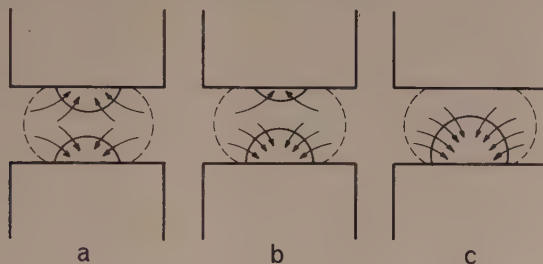


Fig. 2.3.1.3. - 1.

Trois modes d'implosion de la cavité gazeuse:

- a) implosion égale sur les deux électrodes,
- b) implosion dominante sur une électrode,
- c) implosion concentrée uniquement sur une électrode.

Application numérique.

Revenons aux courbes de l'énergie effective des deux décharges représentées sur la figure 2.3.1.4. - 1. L'énergie globale A_e de la décharge effectuée dans le pétrole est égale à 0,16 Joule (voir calculs du paragraphe 2.2.2.1.). Le diagramme de la figure 2.3.1.4. - 1 donne pour l'énergie a_b une valeur de 0,01 Joule environ, ce qui représente approximativement 6% de l'énergie globale dissipée dans l'espace inter-électrodes.

Si toute cette énergie est utilisée pour l'évaporation du liquide et pour la formation de la cavité gazeuse, le volume de cette cavité se déduit de la formule :

$$V_g = \frac{a_b}{\rho_v \cdot C_v}$$

En admettant que la chaleur latente de vaporisation du pétrole est égale à celle de l'eau et que la masse spécifique moyenne de la vapeur remplissant la cavité est voisine de celle de la vapeur d'eau au point critique, c'est-à-dire 270 kg/m³, (*) le volume de la cavité sera :

(*) Pour simplifier les calculs, nous ne prenons pas en considération la dissipation de l'énergie calorifique dans l'échauffement du liquide environnant. En effet, cette énergie peut être estimée comme négligeable par rapport à celle utilisée pour la formation de la cavité gazeuse, étant donnée la courte durée de la décharge et une faible conductivité thermique des liquides diélectriques.

$$V_g = \frac{24 \cdot 10^{-4}}{27 \cdot 10^{-2} \cdot 540} = 0,165 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3 \text{ ou } 0,0165 \text{ mm}^3$$

qui représente une sphère d'un rayon de 0,16 mm.

Ce volume est du même ordre de grandeur que celui observé au cours de prises de vues accélérées /12/.

La durée de l'implosion de la bulle serait alors :

$$t_i = 0,915 \cdot r \sqrt{\frac{\rho}{p_\infty}} \approx 13 \text{ } \mu\text{s}$$

Vérifions que l'énergie potentielle de pression soit négligeable devant l'énergie nécessaire pour vaporiser le liquide; nous écrirons qu'elle est égale à p_v soit environ à $1,6 \cdot 10^{-6}$ Joule.

2.3.1.4. Quantité d'énergie utilisée dans l'effet hydrodynamique.

Considérons les oscillogrammes de tension et de courant des deux décharges oscillantes de même énergie, dont l'une est effectuée dans l'air et l'autre dans un liquide diélectrique, par exemple dans le pétrole (voir oscillogrammes des figures 3.2.2.1. - 1 et 3.2.2.1. - 2).

Calculons la puissance instantanée effective, c'est-à-dire, la puissance dissipée dans l'espace inter-électrodes, au cours de chaque oscillation du courant de ces deux décharges, suivant la méthode décrite au paragraphe 2.2.2.1. La figure 2.3.1.4. - 1 représente les courbes de tension et de courant de ces décharges ainsi que les puissances respectives.

La superposition de ces dernières courbes montre que l'énergie dissipée au cours de la première arche est plus grande pour la décharge effectuée dans le pétrole que pour celle dans l'air. La partie hachurée du diagramme représente la différence de ces énergies. On remarque également que cette différence est surtout notable au début de l'arche et devient pratiquement nulle ensuite. La valeur de cette différence de l'énergie a_n est représentée sur la même figure.

L'énergie des arches suivantes, par contre, ne présente pas de différence appréciable pour les deux décharges.

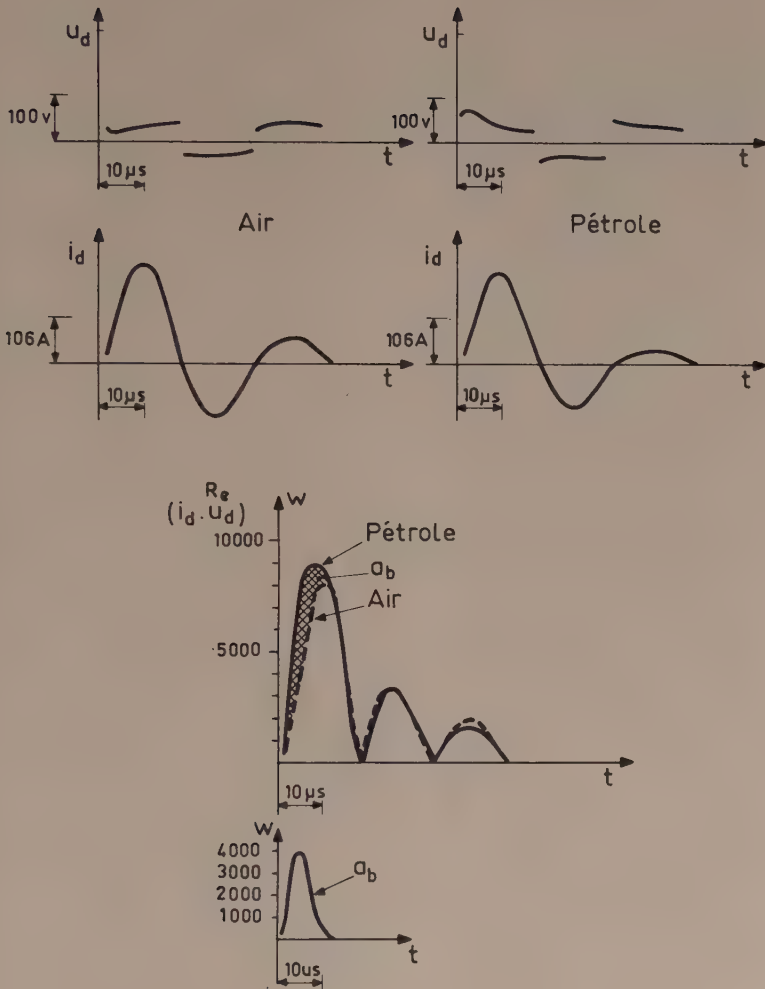


Fig. 2.3.1.4. - 1.

Dissipation de l'énergie dans l'espace inter-électrodes par les décharges dans l'air et dans un liquide diélectrique ($C = 10 \mu F$, $U_0 = 250 V$).

Etant donné qu'une plus grande énergie dissipée au début de l'impulsion est caractéristique de toutes les décharges effectuées dans un liquide^(*), nous avons émis l'hypothèse que ce surplus d'énergie était l'énergie absorbée par l'échauffement et par l'évaporation du liquide autour du canal de la décharge.

(*) Nous avons observé ce phénomène dans les décharges oscillantes aussi bien qu'apériodiques, de courte ou de longue durée et pour des énergies effectives différentes.

3 - ETUDE EXPERIMENTALE

3.1. Montage expérimental :

3.1.1. Dispositif d'essai et schéma électrique :

Nous avons construit un appareil adapté à cette étude. Il permet de réaliser à volonté des décharges individuelles ou bien à une fréquence déterminée. Il est représenté schématiquement par la figure 3.1.1. - 1.

Les deux électrodes a et b, fixées chacune sur un support, sont isolées électriquement du reste de l'appareil et reliées par des conducteurs souples aux bornes du circuit de décharge. L'un des supports (c) est destiné à la fixation d'électrodes en forme de plaques, tandis que l'autre (d) permet la fixation d'électrodes en forme de tiges cylindriques de diamètre variant entre 0,1 et 10 mm. On peut également fixer une électrode filiforme à la place de la plaque, de façon à avoir deux électrodes de même diamètre.

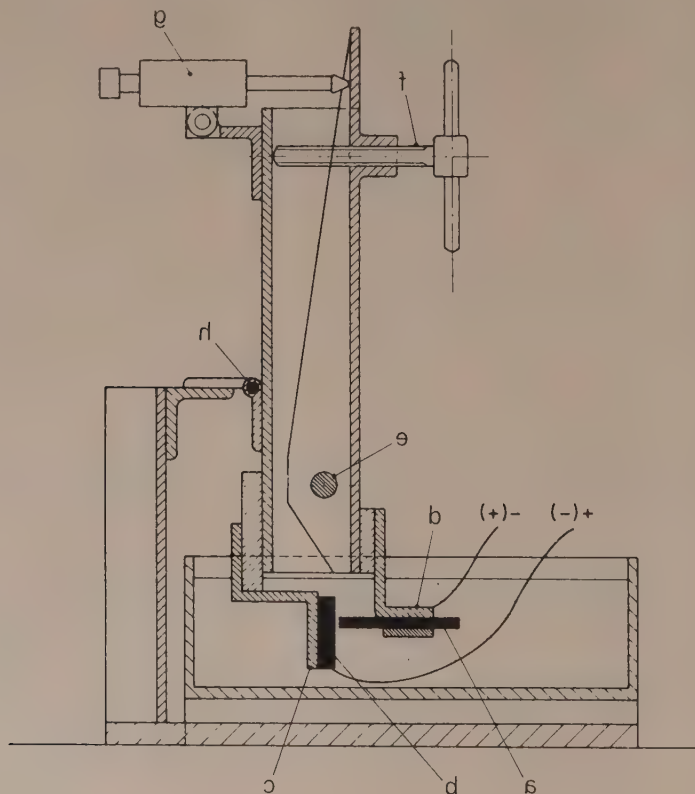


Fig. 3.1.1. - 1.

Schéma du dispositif d'essai.

Pour régler la distance entre les électrodes, l'un des porte-électrodes a un mouvement de pivotement autour d'un axe (e) monté sur des roulements à billes de grande précision. Ce réglage s'effectue à l'aide d'une vis (f) fixée sur le prolongement de l'un des porte-électrodes et agissant sur le même prolongement de l'autre. Le rapport de bras de levier est de $1/4$, ce qui permet un réglage très fin de la distance inter-électrodes. La lecture se fait à l'aide d'un comparateur (g) fixé sur le prolongement de l'un des porte-électrodes. La précision de la lecture est de $\pm 0,002$ mm. Il est également possible de rapprocher les électrodes en agissant directement sur un bras de levier.

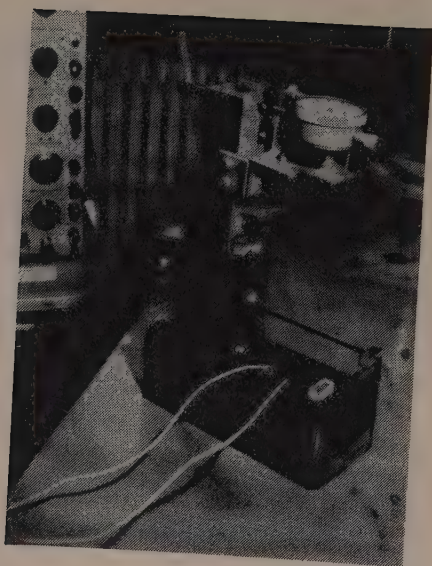
Les électrodes sont plongées dans le liquide (diélectrique ou autre) se trouvant dans un bac amovible.

L'ensemble des deux porte-électrodes pivote autour d'un axe (h) fixé sur le bâti de l'appareil, ce qui permet son rabattement dans une position horizontale. Les électrodes se trouvent alors en dehors du liquide.

La photo de la figure 3.1.1.-2 représente l'appareil dans cette position.

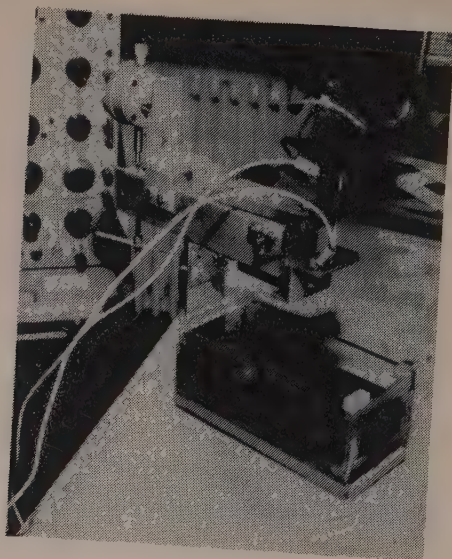
La direction de la décharge est horizontale afin de ne pas avoir une accumulation de résidus des décharges à l'endroit de celles-ci. Les parties solides (particules de métal désagrégé) tombent au fond du bac après chaque décharge, tandis que les gaz, produits par la décharge, s'échappent et montent facilement vers la surface du liquide. Les produits solides de décomposition des liquides diélectriques (en l'occurrence des hydrocarbures), étant plus lourds que le liquide, ne s'accumulent pas non plus dans l'espace inter-électrodes. Cette disposition facilite un rétablissement rapide des conditions normales des décharges.

Nous avons également réalisé un autre appareil destiné à expérimenter le processus continu d'électro-érosion avec des électrodes dont les surfaces sont plus importantes, ce qui se rapproche des conditions réelles d'utilisation industrielle de l'électro-érosion.



Appareil en fonctionnement

a



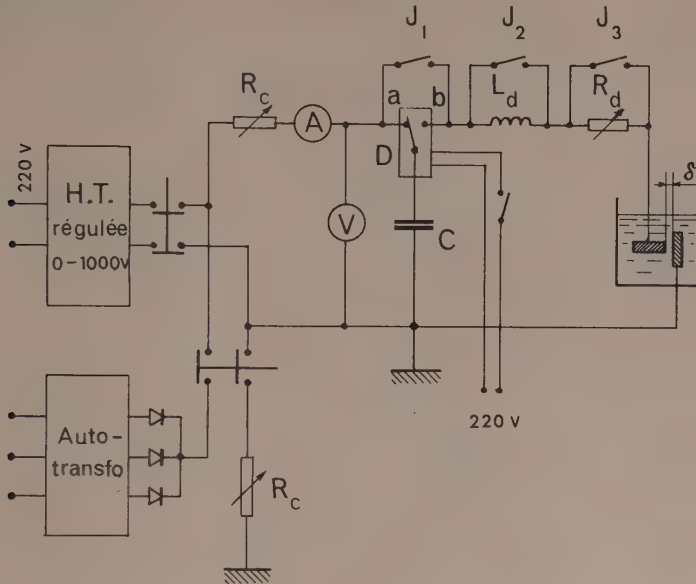
Appareil relevé

Fig. 3.1.1. - 2.

- a) Appareil en fonctionnement.
- b) Appareil relevé.

Alimentation électrique.

La figure 3.1.1. - 3 représente le schéma de principe du circuit électrique qui permet d'étudier les décharges individuelles ainsi que les décharges à la fréquence désirée.



o

Fig. 3.1.1. - 3.

Schéma du circuit électrique expérimental.

Les impulsions de courant sont provoquées par les décharges d'un condensateur de capacité déterminée chargé sous une tension définie. En choisissant la capacité du condensateur et la tension de charge, on peut faire varier l'énergie des décharges entre 10^{-5} et 5 Joules.

On peut également créer des impulsions de durée et de forme variées, par exemple oscillantes, unipolaires, demi-sinusoidales, quasi rectangulaires, etc.

Dans le cas de l'étude des décharges individuelles, le courant nécessaire pour charger le condensateur est délivré par une alimentation de tension réglée de 0 à 1000 Volts.

Un relais électro-magnétique D permet d'isoler les circuits de charge (position a) et de décharge des condensateurs (position b). Par exemple, lorsque le condensateur est chargé à la tension désirée, on le connecte sur le circuit de décharge. Il est alors possible soit de fixer d'avance la distance entre les électrodes pour provoquer instantanément la décharge, soit

de rapprocher progressivement les électrodes jusqu'à la distance de claquage.

On peut également, en court-circuitant le contacteur à l'aide de l'interrupteur J, produire des décharges en rapprochant les électrodes et en les écartant ensuite rapidement. Une résistance de charge R_{ch} empêche le court-circuit.

On peut aussi provoquer les décharges pour une distance inter-électrodes déterminée en augmentant progressivement la tension de charge jusqu'au claquage.

Dans le cas de décharges multiples, se produisant à une fréquence déterminée (qui, dans le but de l'étude, doit atteindre des centaines de kHz), le courant de charge du condensateur est délivré par une source de courant continu. Il est de l'ordre de plusieurs ampères sous 200 Volts. Ce courant variable est obtenu à partir du secteur triphasé par un autotransformateur et un redresseur à diodes. Une résistance insérée dans le circuit de charge limite le courant et, partant, la durée de la décharge du condensateur, ce qui entraîne une variation de la fréquence des décharges.

Dans le cas d'un fonctionnement continu, la tension des décharges est inférieure à celle de claquage. Un voltmètre inséré dans le circuit de charge permet de maintenir cette tension à la valeur voulue en agissant sur la vis de réglage de la distance inter-électrodes. Le voltmètre n'indique, bien entendu, qu'une tension moyenne des décharges. La valeur précise de la tension aux bornes des électrodes est donnée par un oscilloscope.

3.1.2. Appareils de mesure :

3.1.2.1. Oscilloscope :

Pour les mesures du courant et de la tension des décharges, nous avons utilisé un oscilloscope à mémoire. Sa bande passante est de 30 MHz, le temps de montée de 12 ns et la base de temps calibrée de 0,1 μ s/cm à 5 s/cm. Ces caractéristiques permettent d'étudier la forme du courant et de la tension des décharges dans la plage des variations indiquées au paragraphe 3.1.1. L'écran à mémoire fixe les oscillogrammes des décharges individuelles qu'on peut photographier à l'aide d'un appareil polaroid.

Mesure de la tension et du courant de la décharge.

Pour avoir une image complète du phénomène, il faut prélever simultanément les deux paramètres électriques de la décharge - la tension et le courant.

L'observation oscillographique de ces deux paramètres est réalisée suivant le schéma représenté sur la figure 3.1.2.1. - 1, où C est le condensateur dont on étudie la décharge, r_d et l_d , la résistance et la self-inductance de la ligne de décharge, δ , la distance séparant les deux électrodes, r_m et l_m , respectivement la résistance utilisée pour la mesure du courant et sa self-inductance parasite, O_i et O_u , deux oscilloscopes pour la mesure simultanée du courant et de la tension.

Les conditions expérimentales étant déterminées et les deux sondes de mesure connectées aux deux entrées des oscilloscopes, l'arc de la décharge déclenche lui-même le balayage monocoup.

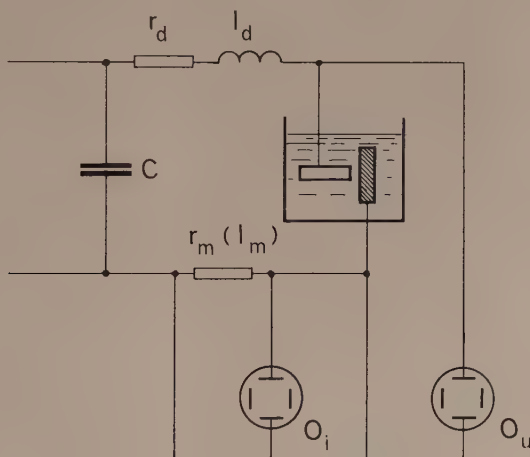


Fig. 3.1.2.1. - 1.

Schéma de connexion des sondes de l'oscilloscope pour la mesure de la tension et du courant de la décharge.

La mesure de la tension aux bornes de l'arc ne présente pas de difficultés particulières. La seule condition importante est de connecter les sondes aussi près que possible de l'arc, en l'occurrence sur les électrodes même, afin d'éviter l'introduction d'une résistance et d'une self-inductance parasite.

Le problème n'est plus si simple pour étudier le courant de la décharge. Cette opération se fait en introduisant dans le circuit de décharge une résistance, aux bornes de laquelle on prélève la chute de tension. Comme il faut mesurer des impulsions de courant de très courte durée à l'aide d'une résistance de très faible valeur, l'existence de la moindre self-inductance parasite modifie la forme du courant de la décharge et perturbe les mesures.

Calcul de l'effet de l'inductance parasite de la résistance de mesure.

Pour apprécier la valeur de l'influence de l'inductance parasite de la résistance de mesure sur les mesures du courant de la décharge, considérons le schéma de la figure 3.1.2.1. - 2.

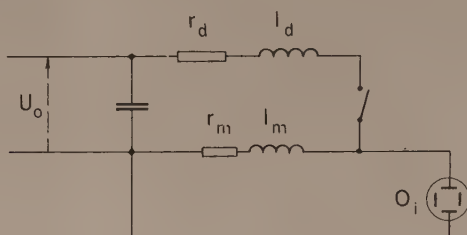


Fig. 3.1.2.1. - 2.

Schéma équivalent pour l'étude de self-inductance parasite du capteur de courant.

Dans la résistance r_m passe le courant de la décharge i_d . L'oscilloscope est sensible à une tension. Si l'on a la tension $r_m \cdot i_d$, on peut dire que le signal correspond au courant i_d . Mais l'introduction de l_m perturbe ce signal et la correction n'est pas possible à cause de la fréquence variable.

Afin de simplifier les calculs, considérons le cas d'une onde sinusoïdale pure, qui se rapproche d'ailleurs sensiblement du phénomène de la décharge oscillante. Celle-ci, comme nous le verrons par la suite, nous intéresse particulièrement.

Le courant de la décharge est de la forme :

$$i_d = \frac{U_0}{\omega l_d} \cdot e^{-\beta t} \cdot \sin \omega t$$

et la tension recueillie aux bornes de la résistance de mesure est :

$$U_{lue} = (r_m + j \omega l_m) i_d$$

On voit apparaître un déphasage entre la tension et le courant et le module de l'impédance $\sqrt{r_m^2 + l_m^2 \omega^2}$ varie suivant la fréquence.

Si l'on désire qu'à la fréquence maximale d'oscillation le module de cette impédance ne diffère pas plus de 5% de la valeur de la résistance, on devra poser :

$$1,05 r_m = \sqrt{r_m^2 + l_m^2 \omega^2} \quad \text{ou :} \quad 1,025 r_m^2 = r_m^2 + l_m^2 \omega^2$$

$$\text{soit :} \quad l_m < 0,16 r_m$$

Pour faciliter les variations des paramètres de la décharge, il est intéressant que la valeur de la résistance de mesure soit aussi faible que possible, ce qui donne une valeur de l_m très réduite.

Exemple de calcul

La mesure de la résistance de l'ensemble du circuit de décharge ($r_d + r_m$) donne $0,07 \Omega$. En fixant la résistance de mesure à une valeur voisine de $0,04 \Omega$, on obtient des conditions satisfaisantes pour la mesure du courant. Si, d'autre part, nous fixons la fréquence minimale de la bande passante à environ 3 MHz, fréquence la plus basse qui, dans les conditions expérimentales permet juste l'observation du phénomène, on déterminera la valeur maximale admissible de la self-inductance de la résistance de mesure comme suit :

$$\frac{l_m^2 \omega^2}{r_m^2} = 0,1025 \quad \text{ou} \quad \frac{l_m \omega}{r_m} = 0,32 \quad \text{d'où} \quad l_m \omega = 0,32 \cdot r_m$$

$$\text{ou :} \quad l_m \omega = 32 \cdot 10^{-2} \cdot 4 \cdot 10^{-2} = 128 \cdot 10^{-4}$$

$$\text{Or,} \quad \omega = \frac{2\pi}{t} = 2 \pi f \quad \text{Alors :} \quad l_m = \frac{128 \cdot 10^{-4}}{2 \pi f} = 0,68 \text{ nH}$$

Si même on limitait la fréquence de la bande passante à 1 MHz, on aurait pour la valeur de l_m :

$$\frac{128 \cdot 10^{-4}}{2 \pi \cdot 10^6} \approx 2 \cdot 10^{-9} \quad \text{ou} \quad 2 \text{ nH}$$

Or, à titre d'exemple, le calcul montre que la self-inductance d'un conducteur bi-filaire présentant une résistance de l'ordre de $0,04 \Omega$, dont la distance a entre les branches est d'environ 10 cm et la longueur 2 cm, sera de :

$$L = 4 \cdot 10^{-7} \cdot \ln \frac{a}{r} \quad \text{donc :}$$

$$L = 4 \cdot 10^{-7} \cdot 2 \cdot 10^{-2} \cdot \ln \frac{1 \cdot 10^{-1}}{4 \cdot 10^{-2}} = 4 \cdot 10^{-1} \cdot 2 \cdot 10^{-2} \cdot 0,9 = 7,2 \cdot 10^{-9} \quad \text{ou} \quad 7,2 \text{ nH}$$

donc presque quatre fois plus grande que la valeur maximale déterminée dans les conditions les moins favorables.

En réalité, pour une lecture correcte de l'oscillogramme de courant sur un oscilloscope dont la bande passante est de 30 MHz, la valeur maximale ad-

missible de la self-inductance de la résistance de mesure doit être inférieure à 1 nH.

En outre, à la self-inductance des conducteurs s'ajoute toujours celle de la boucle de la sonde de l'oscilloscope qui a une valeur immuable. Il est donc d'autant plus important de réduire la self-inductance de la résistance de mesure à un minimum possible.

Capteurs de courant.

Le calcul et l'expérience montrent donc que pour observer l'évolution du courant de la décharge dans tous ses détails, il est nécessaire d'abaisser la valeur de la self-inductance du capteur sensiblement en dessous de celle d'un simple fil.

Les sondes existantes (pour la mesure du courant, comme accessoires des oscilloscopes) ne permettent pas une mesure au-delà d'une intensité de courant relativement faible : 10 - 15 ampères. Or, dans le cas de la présente étude, il s'agit de mesurer des intensités allant jusqu'à des centaines et même des milliers d'ampères.

Ce problème n'est pas nouveau dans l'étude des décharges à haute énergie et à très brève durée. Ainsi, la Société T.M. Research à Albuquerque (USA) fabrique des résistances de l'ordre de $10^{-2} \Omega$, ayant une bande passante jusqu'à 1000 MHz.

Pour l'étude des décharges dans l'usinage par électro-érosion, Kijoshi Inoué (Japon) a réalisé un capteur de courant dont les caractéristiques sont : $r_m = 6,1 \cdot 10^{-3} \Omega$, $l_m = 4,05 \cdot 10^{-10} \text{ H}$, avec une constante de temps d'environ 0,06 μs . Le principe de ce capteur consiste en une disposition en étoile des fils ou des plaques (résistances très minces, recourbées sur elles-mêmes et isolées) afin de compenser le champ magnétique du courant /16/.

Un capteur, inspiré de la même idée, fut créé en U.R.S.S. pour mesurer également le courant de pointe des décharges, mais il alimentait un ampèremètre. L'ampèremètre était muni d'un circuit spécial permettant de mémoriser, dans une certaine mesure, la valeur de pointe de courant. La description est donnée dans l'ouvrage de E.M. LEVINSON et V.S. LEV /28/.

Capteur coaxial.

Il est, toutefois, possible de créer d'autres types de capteurs d'une efficacité suffisante pour mesurer les impulsions de courant de très courte durée. L'idée de base du capteur que nous avons construit consiste dans l'

utilisation d'une structure coaxiale. Un de ces capteurs est représenté sur la figure 3.1.2.1. 3. Sur un câble coaxial de bonne qualité - par exemple de 10 ou même de 50Ω - d'une longueur de 10 à 15 cm, on supprime, sur une distance d'environ 2 à 3 cm, le conducteur extérieur qu'on remplace par des brins de manganin ou de nichrome, symétriquement disposés de manière à conserver la structure coaxiale. Ces brins constituent la résistance de mesure aux bornes de laquelle on prélève la différence de potentiel.

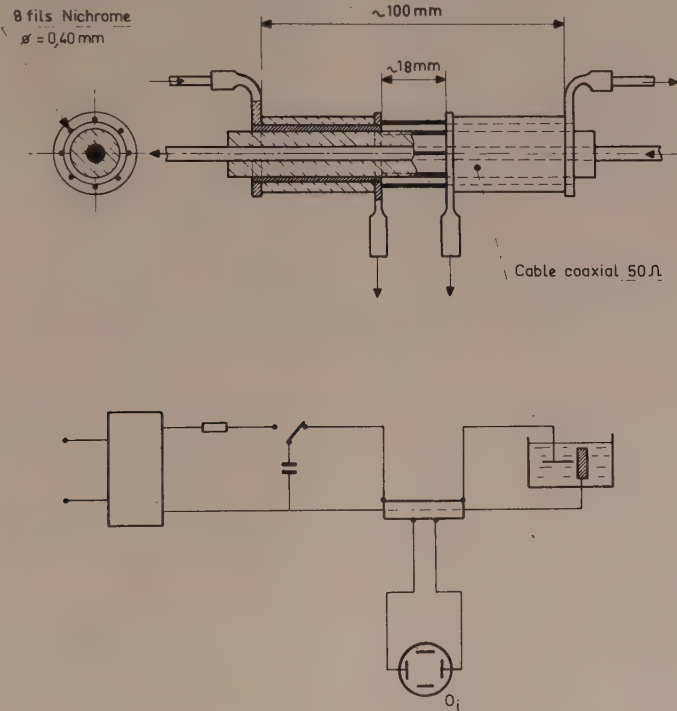


Fig. 3.1.2.1. - 3.

Capteur de courant de type coaxial.

Dans ce capteur l'élément de résistance est composé de huit brins de nichrome de $0,30 \text{ mm}$ de diamètre. La résistance spécifique du nichrome étant de $1,08 \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$, un fil de $\varnothing = 0,30 \text{ mm}$ présente donc une résistance de 15Ω au mètre. La longueur du conduit extérieur supprimé étant de $1,8 \text{ cm}$, la résistance totale calculée des huit brins est de $\frac{15 \cdot 0,018}{8} = 0,034 \Omega$.

La mesure en courant continu a donné $0,047 \Omega$. La self-inductance parasite de ce capteur a une valeur extrêmement faible, non appréciable sur le pont de mesure utilisé. Il semble qu'elle est de l'ordre du nH.

Capteur du type Kijoshi Inoué.

En s'inspirant de l'idée de Kijoshi Inoué, nous avons également construit des capteurs dont le principe est représenté sur la figure 3.1.2.1.- 4.

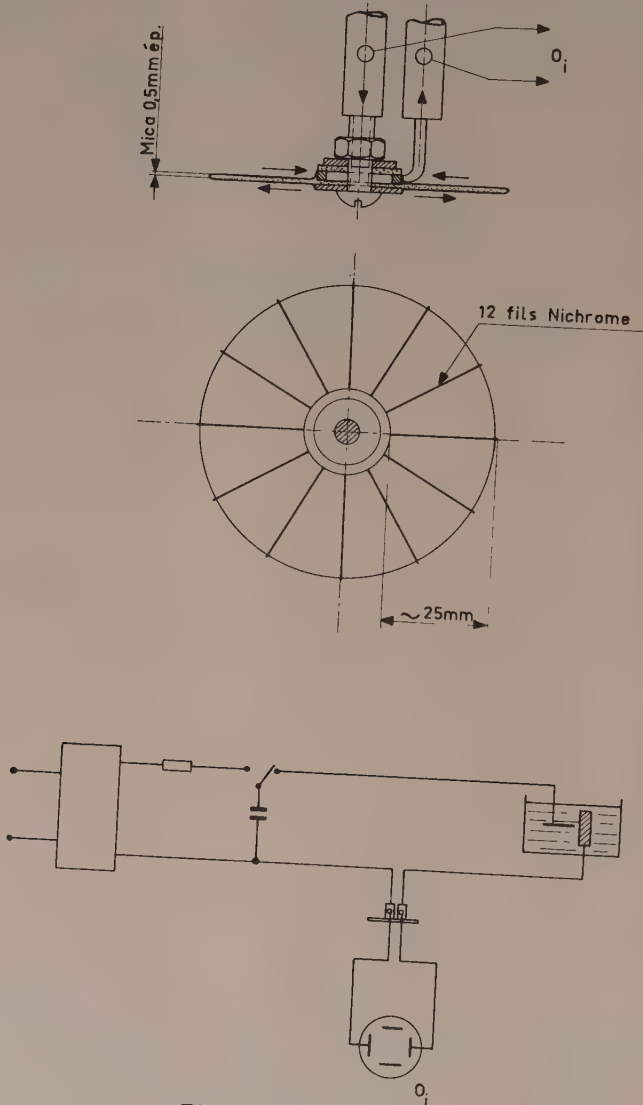


Fig. 3.1.2.1. - 4.
Capteur de courant du type Kijoshi Inoué.

Douze fils de nichrome sont disposés radialement des deux côtés d'un disque de mica fin (environ 0,3 - 0,5 mm d'épaisseur). Le courant de la décharge passe, comme indiqué par les flèches. Il pénètre au centre, passe par les fils de nichrome et il est collecté sur la bague entourant le conducteur central pour repartir parallèlement au fil d'arrivée. Les prises pour la sonde de l'oscilloscope sont en 0.

Voici les caractéristiques de l'un de ces capteurs : résistance mesurée en courant continu, $0,04 \Omega$: self-inductance parasite calculée pour la fréquence de 1 MHz, inférieure à 1 nH, non mesurable sur le pont.

Au cours de nos travaux nous avons utilisé ces différents capteurs, dont le fonctionnement était correct.

3.1.2.2. Photographies des cratères.

Pour la photographie des cratères produits par les décharges sur les plaques de différents matériaux, nous avons utilisé un microscope de fabrication courant permettant un agrandissement de 100.

L'appareil de prises de vues Zeiss était monté sur le microscope. Il permettait d'obtenir un champ de vision correct. L'éclairage était réalisé par un flash électronique disposé à 20 cm de l'objet et incliné à environ 30° par rapport à la surface photographiée. Cette disposition a permis d'obtenir un relief des cratères suffisamment accentué sans que les ombres dissimulent les détails.

3.1.2.3. Profilogrammes des cratères.

Pour prélever le relief des cratères, nous avons utilisé le Profilomètre "Taylor Hobson", appareil de grande précision avec enregistrement automatique du profilogramme, ainsi que le Profilomètre Johansson "Surface finish indicator" no.533.

Cet appareil présente, par rapport au précédent, l'avantage d'avoir une plus grande gamme de mesure, ce qui permet de prélever avec la même précision les profils des cratères à peine visibles à l'oeil nu, aussi bien que les cratères les plus profonds obtenus dans nos expériences. Malgré le fait que cet appareil n'est pas automatique (le déplacement du palpeur se fait manuellement à l'aide d'un micromètre), il s'est avéré plus maniable et plus pratique pour prélever le profil des cratères individuels.

Dans chaque cas, nous avons prélevé, à titre de vérification, les profilogrammes de plusieurs cratères obtenus dans les mêmes conditions afin de s'assurer que le profilogramme présenté reflétait une forme typique propre à cette décharge.

3.1.2.4. Pesées des électrodes.

La méthode suivante a été adoptée pour les mesures de perte de poids des électrodes. Afin de travailler avec la plus grande précision et pour pouvoir prélever simultanément la perte de poids de l'anode et de la cathode, les deux électrodes étaient en forme de tiges cylindriques dont le diamètre était supérieur au plus grand diamètre des cratères obtenus au cours des expériences. Les conditions des décharges étaient sensiblement les mêmes pour les décharges de faible et de grande énergie.

Les pesées ont été faites après un nombre déterminé de décharges (dans la plupart des cas après 100 décharges). Les décharges se suivaient à un rythme régulier, environ 6 à 10 décharges par minute.

Le circuit de décharge était constamment relié à un oscilloscope à mémoire. Il était ainsi possible de contrôler les caractéristiques des décharges pendant toute l'expérience.

3.2. Résultats expérimentaux :

3.2.1. Distance de claquage en fonction de la tension et de la capacité :

L'expérience est réalisée avec des capacités de 1 à 100 μF . La plage des tensions appliquées est de 50 à 1000 volts pour la capacité de 1 μF (*). Elle est de 50 à 500 volts pour les autres capacités. Les deux électrodes en cuivre électrolytique sont l'une en forme de tige de 2 mm de diamètre (cathode), l'autre en forme de plaque (anode). On utilise comme liquide diélectrique le pétrole du commerce et on travaille à la température et à la pression ambiantes. Le condensateur étant chargé à la tension voulue, la décharge est provoquée par un rapprochement progressif des deux électrodes. La précision de lecture est de $\pm 0,002$ mm.

(*) Pour cette plage de tensions nous avons utilisé les condensateurs spécialement conçus par Leclanché (Suisse) pour les besoins de l'électro-érosion pouvant supporter les tensions de charge élevées.

Chaque mesure est répétée dix fois. Après chaque décharge l'appareil est remis à 0 par contact direct des électrodes non chargées.

3.2.1.1. Distance de claquage en fonction de la tension dans l'air et dans un liquide diélectrique :

La figure 3.2.1.1. - 1 représente les deux courbes caractéristiques des distances de claquage en fonction de la tension appliquée dans l'air et dans le pétrole. Pour les décharges dans l'air, la distance de claquage augmente relativement peu au début, dans la plage des basses tensions (entre 50 et 300 volts environ). Elle croît plus rapidement aux environs de 500-600 volts où elle augmente approximativement de 10 μm par 100 volts.

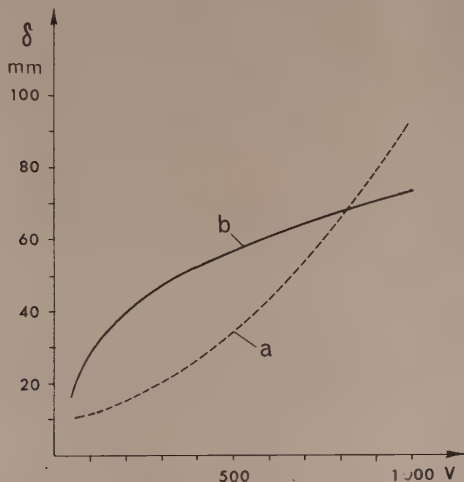


Fig. 3.2.1.1. - 1.

Distance de claquage en fonction de la tension appliquée dans l'air (a) et dans un liquide diélectrique (b).

Le phénomène contraire se produit pour les décharges dans le pétrole. Ici, la distance de claquage augmente rapidement avec les tensions appliquées dans la plage des basses tensions (entre 50 et 300 volts). Elle croît ensuite de moins en moins rapidement dans la plage des tensions plus élevées. Les deux courbes se coupent aux environs de 800 volts.

3.2.1.2. Distance de claquage dans le liquide diélectrique
en fonction de la tension et de la capacité :

Distance de claquage en fonction de la tension.

L'expérience est réalisée avec une capacité de 1 μF dans une plage de tensions de 50 à 1000 volts.

Si l'on porte les résultats des essais effectués dans le pétrole sur une échelle linéaire pour les distances de claquage (δ) et sur une échelle logarithmique pour les valeurs des tensions appliquées (U_c), Fig. 3.2.1.2. - 1, on constate que les résultats des mesures se disposent pratiquement sur une ligne droite.

Nous représentons sur le même diagramme les variations des résultats d'essais et leur moyenne arithmétique.

Ces résultats permettent de supposer que, dans les limites de l'expérience, la distance de claquage dans un liquide diélectrique suit sensiblement une loi logarithmique :

$$\delta = k \cdot \lg U_c$$

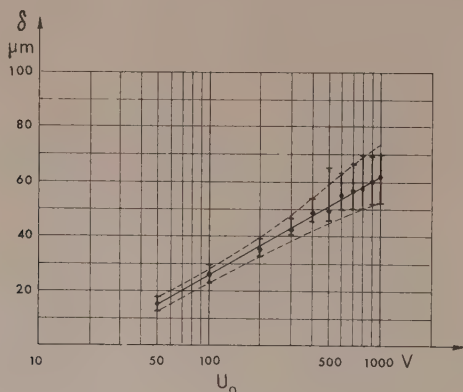


Fig. 3.2.1.2. - 1.

Distance de claquage en fonction de la tension.

Capacité du condensateur : $C = 1 \mu\text{F}$.

Liquide diélectrique : pétrole.

Il a été également constaté que l'état du liquide dans lequel se produisent les décharges - par exemple sa pollution - exerce une influence sur la distance de claquage. Les résultats des deux essais effectués dans un pétrole propre (non encore utilisé) et dans un pétrole pollué, ayant servi à de nombreuses expériences, sont représentés sur la figure 3.2.1.2. - 2.

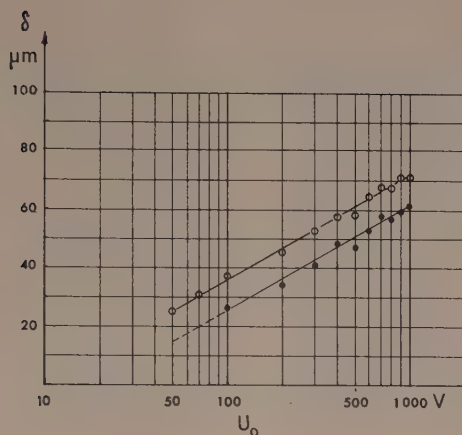


Fig. 3.2.1.2. - 2.

Distance de claquage à différentes tensions en fonction de la pollution du pétrole.

○ = pétrole propre ; ● = pétrole pollué.

On voit que pour la même tension de charge (U_0) la distance de claquage (δ) dans un pétrole pollué est inférieure à celle mesurée dans un pétrole propre (*). Dans le cas étudié, la tension devait être approximativement doublée pour provoquer une décharge dans le pétrole pollué à la même distance que dans le pétrole propre.

Ce fait est sans doute dû à la présence dans le liquide des résidus de la décomposition de l'hydrocarbure par le courant électrique. On observe notamment des particules de carbone.

Distance de claquage en fonction de la capacité.

Les mesures de distance de claquage ont été faites pour des capacités de 1, 10, 30 et 100 μF . Pour des capacités au-dessus de 1 μF , les tensions de charge ont été limitées à 500 Volts et à 200 Volts pour une capacité de 100 μF . Les condensateurs ne permettaient pas une charge à tension plus élevée.

(*) Dans les cas d'essais effectués dans un pétrole propre, afin d'éviter une influence possible de la pollution du liquide par les décharges, le nombre de celles-ci a été limité à une centaine. Le volume du liquide étant relativement important (1 litre environ), le pétrole conserve toute sa transparence. Le pétrole est considéré comme pollué lorsqu'il perd sa transparence due à la présence d'un grand nombre de particules de carbone en suspension dans le liquide. Il faut plus de 1000 décharges pour polluer légèrement un litre de pétrole.

Les résultats de ces mesures sont portés sur le diagramme de la figure 3.2.1.2. - 3.

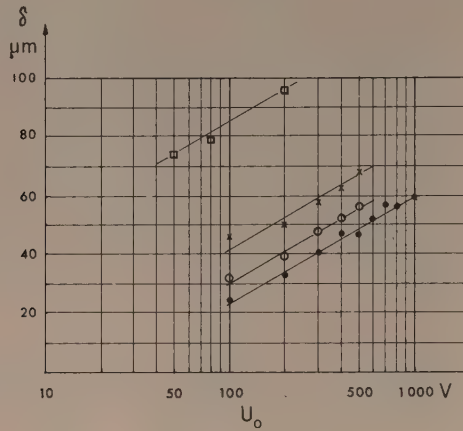


Fig. 3.2.1.2. - 3.

Distance de claquage en fonction de la tension et de la capacité.

• = $1 \mu\text{F}$; ○ = $10 \mu\text{F}$; x = $30 \mu\text{F}$; □ = $100 \mu\text{F}$

La distance de claquage, dans les limites de l'expérience, semble être proportionnelle à la capacité des condensateurs (Fig. 3.2.1.2. - 4). Les tentatives d'explication ne sont pas encore, à ce jour, satisfaisantes.

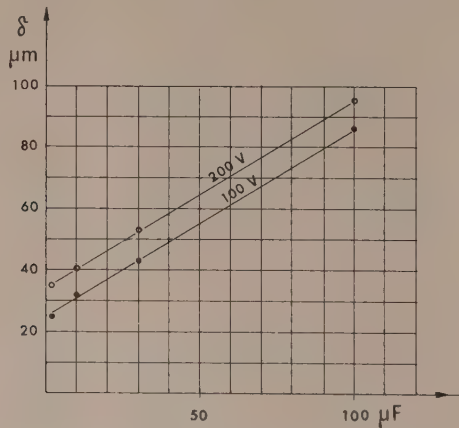


Fig. 3.2.1.2. - 4.

Distance de claquage à différentes tensions en fonction de la capacité.

3.2.2. Forme du courant et de la tension de la décharge :

Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe 2.1.3., la constitution du circuit détermine la forme, oscillante ou apériodique, de la décharge.

Nous avons pensé qu'il pouvait être fructueux de comparer les courbes du courant et de la tension des décharges produites dans l'air et dans un liquide diélectrique. Nous examinerons ensuite l'influence des paramètres électriques du circuit sur ces courbes.

3.2.2.1. Décharges oscillantes dans l'air et dans le liquide:

Considérons une décharge oscillante et comparons les oscillogrammes du courant et de la tension de cette décharge produite dans l'air avec ceux de la même décharge, effectuée dans un liquide diélectrique.

Soit une décharge oscillante de $10 \mu F$ sous 250 Volts produite dans l'air et dans le pétrole. La figure 3.2.2.1. - 1 représente respectivement les oscillogrammes (courant et tension de ces deux décharges). Les schémas et les caractéristiques du circuit sont donnés sur les mêmes figures.

La comparaison de ces oscillogrammes ne montre pas de grande différence quant à l'allure générale des courbes. Toutefois, dans le cas de la décharge dans l'air, on remarque une plus faible valeur de la tension u_d de l'arc au cours de la décharge proprement dite. En outre, cette tension n'accuse pas de baisse au cours de chaque oscillation du courant, baisse caractéristique des décharges dans le liquide. D'autre part, l'intensité maximale du courant de toutes les trois arches d'oscillation est plus grande dans le cas de l'air que dans celui du liquide. Le décrochement de la pente du courant aux moments de son inversion est également moins prononcé dans le cas de la décharge dans l'air.

3.2.2.2. Décharges apériodiques dans l'air et dans le liquide:

L'allure des courbes du courant et de la tension dans le cas de décharges apériodiques effectuées dans l'air et dans le liquide montre une différence beaucoup plus prononcée entre ces deux phénomènes.

La figure 3.2.2.2. - 1 représente les oscillogrammes (courant et tension) d'une décharge rendue apériodique par l'insertion dans le circuit précédent d'une résistance et d'une self-inductance additionnelles (voir schémas des figures mentionnées).

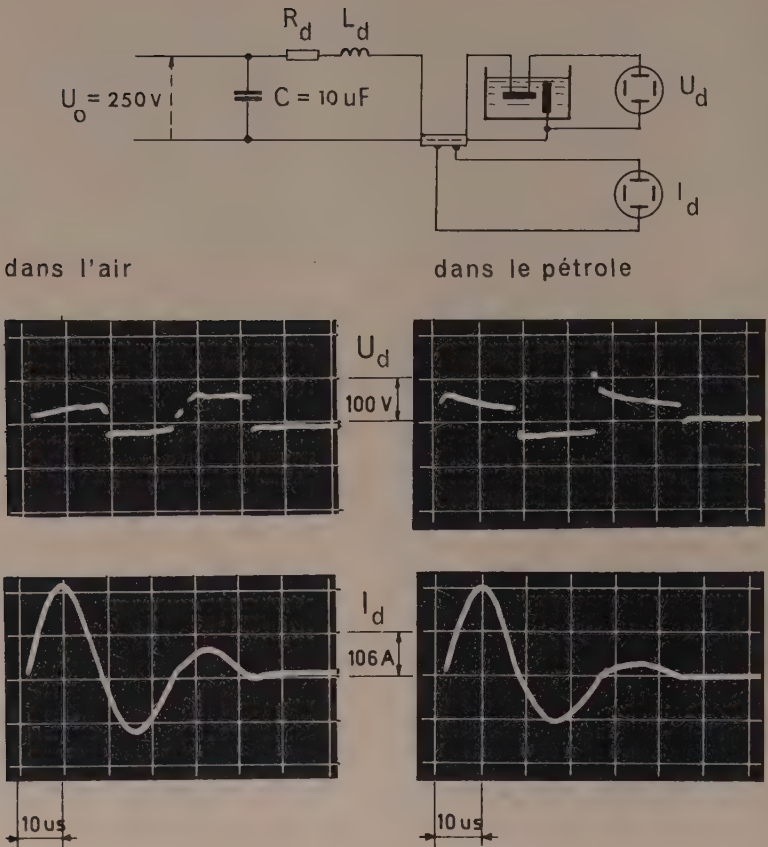
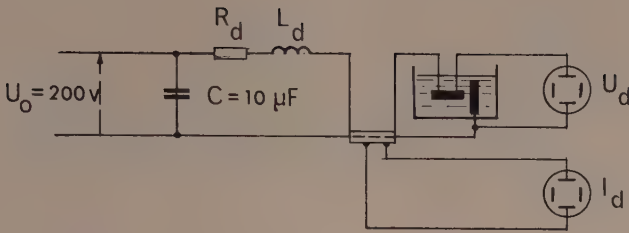


Fig. 3.2.2.1. - 1.

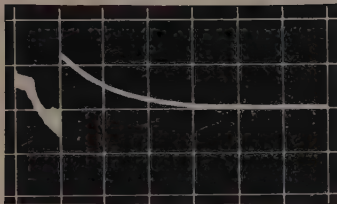
Décharges oscillantes dans l'air et dans un liquide diélectrique.

$$\frac{C \cdot R_d}{4 L_d} < 1$$

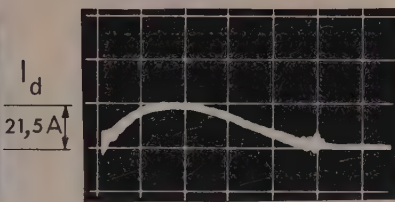
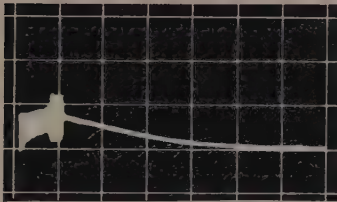
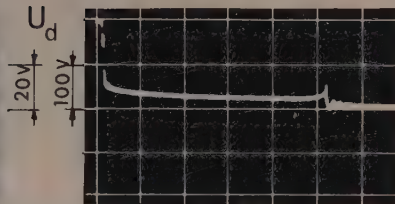
Examinons tout d'abord les courbes de la tension et du courant de la décharge dans l'air. Après la chute initiale de la tension, la tension et le courant oscillent à une fréquence assez élevée (environ $3 \text{ à } 4 \cdot 10^5 \text{ Hz}$). En même temps, la tension moyenne continue à décroître et l'amplitude de son oscillation acquiert même une valeur inverse. Elle remonte ensuite brusquement à une valeur légèrement supérieure à 20 Volts, qui correspond à la tension de l'amorçage de l'arc. A partir de ce moment, la tension décroît sans oscillations, en suivant une courbe de caractère asymptotique, pour arriver progressivement à 0.



dans l'air



dans le pétrole



Décharges apériodiques dans l'air et dans un liquide diélectrique.

Quant au courant, au début il croît en oscillant (suivant les oscillations de la tension). Au moment de la montée brusque de la tension, son oscillation s'arrête et il décroît progressivement jusqu'à la fin de la décharge.

Voyons maintenant les courbes (tension et courant) de la même décharge, mais produite dans le pétrole.

La tension, après sa chute initiale, diminue légèrement (pendant 20 μ s environ) et ensuite se stabilise autour d'une valeur de 25 Volts.

Pendant ce temps, le courant décrit une courbe caractéristique d'une décharge apériodique. L'accroissement de la résistance du circuit allonge, bien entendu, la queue de la courbe.

Le début et la fin de la décharge sont caractérisés par une oscillation du courant à fréquence élevée.

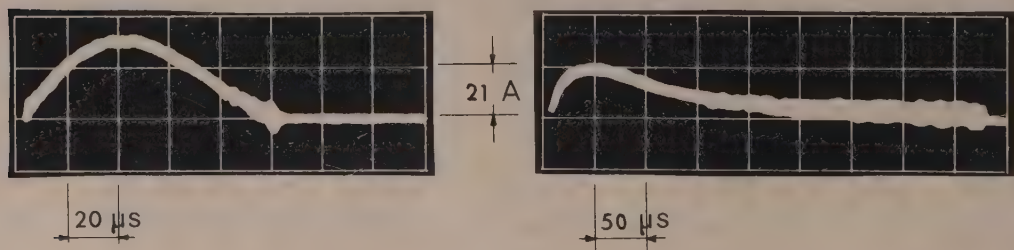
3.2.2.3. Courbes de courant et de tension des décharges dans le liquide en fonction des paramètres du circuit :

Dans les décharges produites dans le liquide, les paramètres du circuit qui semblent exercer une influence particulière sont la résistance et la self-inductance.

La figure 3.2.2.3. - 1 a montre l'oscillogramme du courant d'une décharge de $100\ \mu\text{F}$ sous 200 Volts produite dans le pétrole.

L'insertion dans le circuit d'une résistance additionnelle de $1,85\ \Omega$ a rendu cette décharge apériodique. L'augmentation de la valeur de la self-inductance du circuit ($l_d = 45\ \mu\text{H}$) a rendu sensiblement moins raide la pente du courant à l'origine, de sorte que la courbe du courant ressemble à une demi-sinusoïde. Les oscillations du courant au début et à la fin de l'impulsion sont nettement visibles et se prolongent même pratiquement sur toute la courbe.

En augmentant la valeur de la résistance ($R_d = 10,4\ \Omega$), et en diminuant en même temps la self-inductance du circuit ($l_d = 30\ \mu\text{H}$), on obtient la décharge d'une durée beaucoup plus prolongée (plus de $400\ \mu\text{s}$ contre $100\ \mu\text{s}$), tout en conservant une grande raideur de la pente du courant à l'origine. L'oscillogramme de la figure 3.2.2.3. - 1 b montre l'allure du courant de cette décharge.



$$U_0 = 200\text{ v}, \quad l_d = 45\ \mu\text{H}, \quad R_d = 1,85\ \Omega.$$

$$U_0 = 200\text{ v}, \quad l_d = 30\ \mu\text{H}, \quad R_d = 10,4\ \Omega.$$

Fig. 3.2.2.3. - 1.

- a) Oscillogramme du courant d'une décharge de $100\ \mu\text{F}$ sous 200 Volts dans le pétrole.
- b) Oscillogramme de la même décharge mais d'une durée plus longue.

L'oscillation du courant, dans ce cas, s'étend sur toute la courbe et son amplitude augmente sensiblement vers la fin de l'impulsion.

Les oscillogrammes de la figure 3.2.2.3. - 2 a et b montrent les courbes du courant et de la tension de la décharge dont la durée a été particulièrement prolongée par l'insertion dans le circuit d'une forte résistance (de l'ordre de 20Ω). Sa durée est environ de $800 \mu s$.

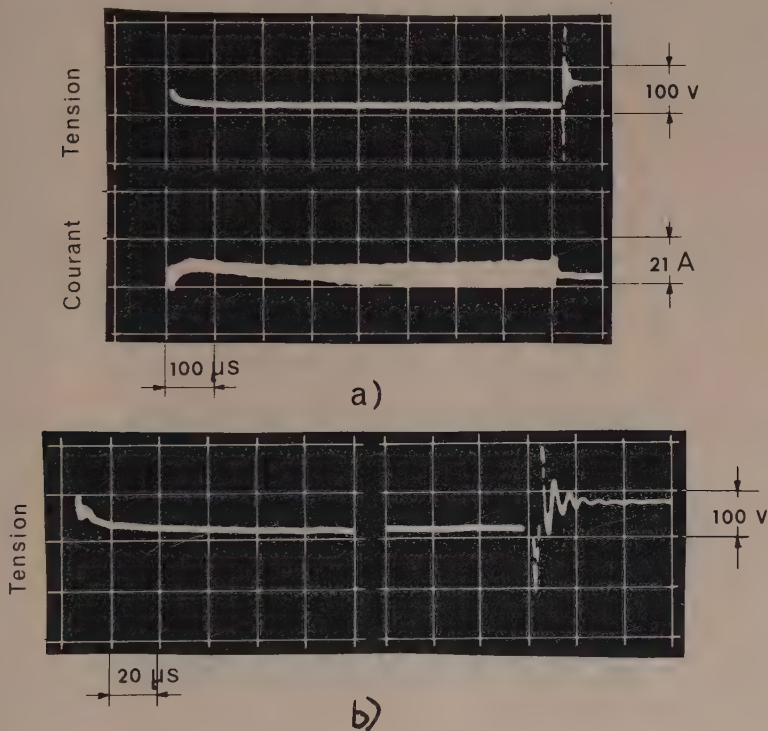


Fig. 3.2.2.3. - 2.

- a) Décharge apériodique particulièrement prolongée ($R_d = 20 \Omega$).
- b) Oscillogramme de la tension au début et à la fin de la même décharge à une échelle de temps étalé.

La courbe de courant est caractérisée par une oscillation permanente de grande amplitude. Cette oscillation, en augmentant progressivement, atteint, vers la fin de la décharge, une valeur de $10 A$ environ.

Cette oscillation peut être interprétée de la façon suivante : les décharges d'une très longue durée se rapprochent du régime d'un arc entretenu. Elles sont aussi caractérisées par une plus faible valeur de la tension u_d qui, dans ce cas, est d'environ de 25 à 30 Volts. Cette tension est donc

juste suffisante pour maintenir la conductivité du canal de la décharge (*). Il se produit alors des extinctions partielles et des réallumages périodiques de l'arc, qui se suivent à une cadence déterminée par les paramètres de la ligne de décharge (**).

Si, dans ces conditions, on se rapporte au schéma équivalent du circuit de décharge, figure 3.2.2.3. - 3, on peut considérer la décharge du condensateur C comme une source de courant et les éléments de la ligne y compris l'arc de décharge comme un circuit oscillant.

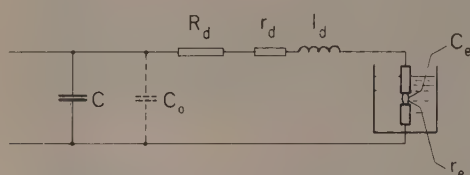


Fig. 3.2.2.3. - 3.

Schéma équivalent d'une décharge de longue durée.

Ce circuit est constitué par la capacité C_o qui se compose de la capacité de la ligne C_1 , plus celle de l'espace inter-électrodes C_e , de la self-inductance l_d résultant de la boucle formée par la ligne et de la résistance r_o somme des résistances de la ligne r_d , de la résistance additionnelle R_d et de l'arc r_e .

Les calculs ainsi que les mesures effectuées directement sur le circuit utilisé donnent : $C_o = 1 \cdot 10^{-3} \mu F$; $l_d = 4 \cdot 10^{-6}$ et $r_o = 20 \Omega$.

Ces valeurs répondent aux conditions d'un circuit oscillant, c'est-à-dire

$$\frac{C_o r_o^2}{4 l_d} < 1 \quad \text{(en effet : } \frac{1 \cdot 10^{-9} \cdot 20^2}{4 \cdot 4 \cdot 10^{-6}} = 0,25 \text{)}$$

(*) En effet, le potentiel d'ionisation de la plupart des hydrocarbures à l'état de vapeur se situe entre 12 et 17 Volts.

(**) On observe ce phénomène dans les arcs à basse tension et à faible intensité du courant (environ 20 à 30 Volts et 14 à 20 Ampères).

La période d'oscillation t_c peut être exprimée par la relation :

$$t_c = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{l_d C_o} - \frac{r_o^2}{4 l_d^2}}} = 0,4 \mu s$$

Ce résultat est en accord par les oscillogrammes de la figure 3.2.2.4.-2 où la période d'oscillation t_c est environ de 0,4 à 0,5 μs .

3.2.2.4. Quelques phénomènes transitoires caractérisant les décharges oscillantes :

Examinons les courbes caractéristiques (tension et courant) d'une décharge oscillante à une échelle de temps suffisamment étalée.

La figure 3.2.2.4. - 1 représente les oscillogrammes du courant et de la tension d'une décharge oscillante d'un condensateur de 0,5 μF chargé sous 200 Volts. L'échelle de temps est de 1 μs par cm.

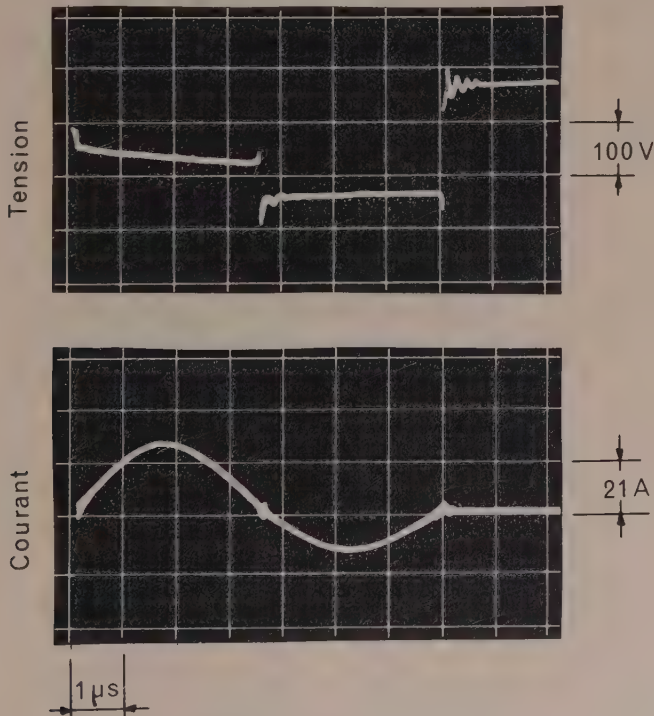


fig. 3.2.2.4. - 1.

Décharge oscillante dans un liquide diélectrique ; $C = 0,5 \mu F$; $U_o = 200 V$.

Les arches d'oscillation du courant se présentent sous une forme nette, mais on observe une légère oscillation du courant et de la tension à haute fréquence marquant le début et la fin de la décharge. Il faut également noter un fait important : à chaque inversion du courant, comme nous l'avons déjà vu au paragraphe 2.2.1., il se produit un décrochement ou rupture de pente d'oscillation. Ce décrochement est également accompagné d'une brève oscillation, semblable à celle du début et de la fin de la décharge.

L'expérience montre que cette oscillation est d'autant plus accusée que la ligne de décharge est plus longue et que la self-inductance du circuit est plus grande. Dans certains cas l'oscillation se poursuit même sur la pente ascendante de l'arche de courant, comme le montrent les oscillogrammes (Fig. 3.2.2.4. - 2).

D'autre part, la rupture de la pente est caractéristique seulement des cas où le courant, dans son oscillation, passe par 0. Si le courant oscille autour d'une valeur positive ou négative quelconque, son inversion n'est pas accompagnée de ce décrochement et son oscillation est plus prolongée.

On peut facilement réaliser une décharge oscillante de ce type en superposant une décharge de faible capacité sur celle d'une capacité plus grande. La figure 3.2.2.4. - 3 montre une telle superposition des deux décharges oscillantes, réalisée suivant le schéma représenté sur la même figure.

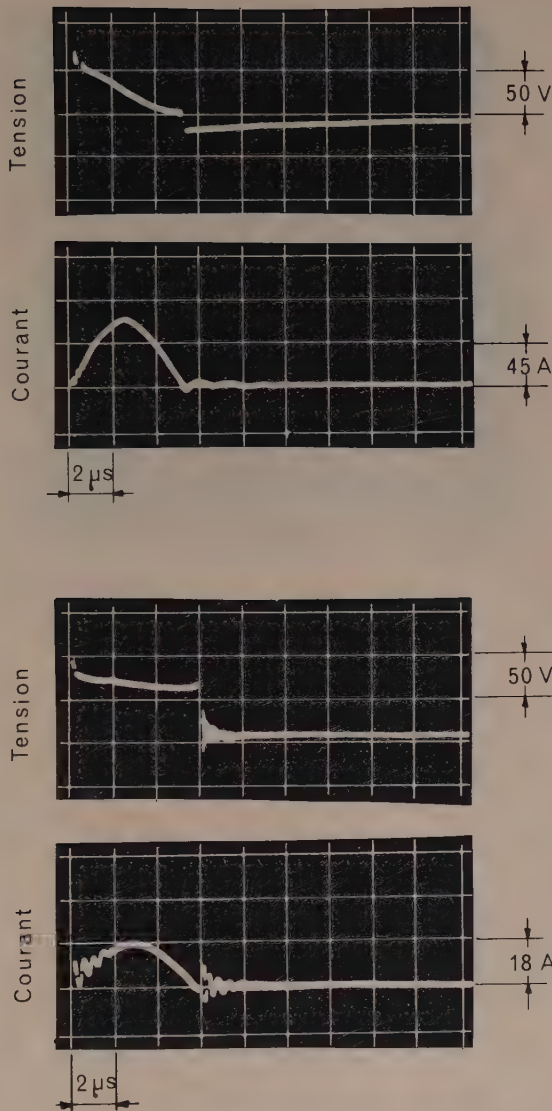


Fig. 3.2.2.4. - 2.

Décharge aperiodique dans un liquide diélectrique.
Influence de la ligne de décharge.

- a) $C = 0,5 \mu F$; $U_d = 100 V$.
Ligne de décharge : 2 tresses métalliques de
18 cm de longueur.
- b) $C = 0,5 \mu F$; $U_d = 100 V$.
Ligne de décharge : 2 tresses métalliques de
3 m de longueur.

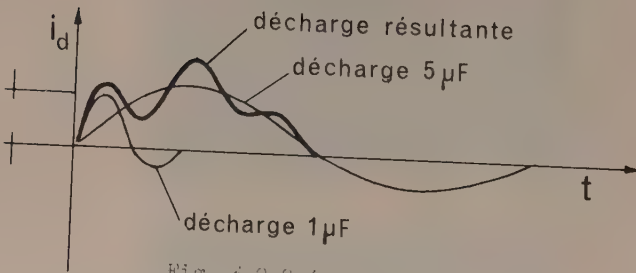
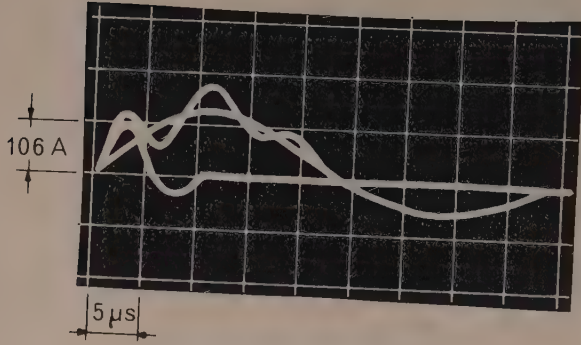
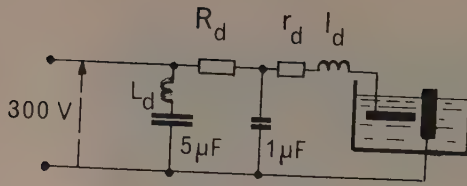


Fig. 5.2.2.4.- 3.

Décharge dans un liquide diélectrique.
Superposition des oscillations du courant.

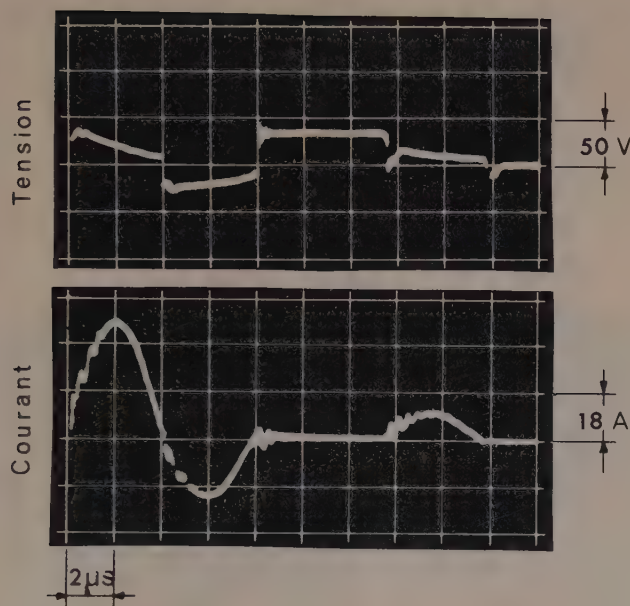


Fig. 3.2.2.4. - 4.

Décharge dans un liquide diélectrique. Retard de l'oscillation de la décharge.

Ligne de décharge : 2 tresses métalliques de 1,5 m de longueur ; $C = 0,5 \mu F$; $U_0 = 150 V$.

3.2.3. Forme des cratères produits par les décharges :

Pour étudier la forme et le profil des cratères produits par les décharges, nous avons utilisé des plaques de différents métaux qui servaient alternativement d'anode et de cathode. L'autre électrode (en même matériau) était filiforme, ce qui permettait une meilleure localisation de la décharge.

3.2.3.1. Comparaison des cratères produits dans l'air et dans le liquide diélectrique (pétrole) :

Afin de rendre les résultats plus facilement observables, nous avons choisi pour les décharges une énergie relativement importante : $C = 100 \mu F$ et $U_0 = 250 Volts$, ce qui correspond à une énergie nominale accumulée de 3,1 Joules.

Une plaque d'acier sert alternativement d'anode et de cathode. L'autre électrode de même matière est en forme de tige de 1 mm de diamètre. Dans chacun des cas, les expériences ont été exécutées à la température et à la

pression ambiantes. Les décharges sont obtenues par un rapprochement progressif de l'électrode filiforme de la plaque.

Les photos de la figure 3.2.3.1. - 1 montrent ces cratères. Leurs profilogrammes sont représentés sur la figure 3.2.3.1. - 2. Ils passent par le centre des cratères, approximativement en suivant les lignes repères tracées sur les photos. Ils ont été prélevés à l'aide d'un profilomètre "Taylor Hobson", utilisant un palpeur très fin constitué par une pointe en diamant.

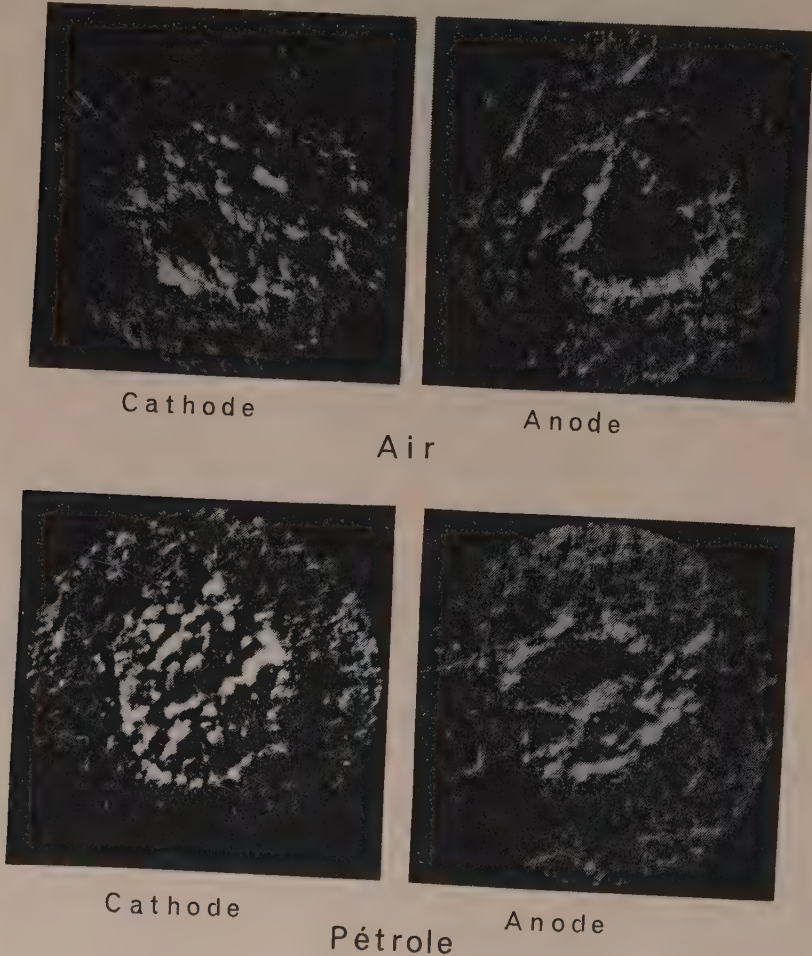


Fig. 3.2.3.1. - 1.

Cratères produits par les décharges dans l'air et dans un liquide diélectrique (grossissement : x 40)
 $C = 100 \mu F$; $U_0 = 250 V.$; liquide : pétrole.

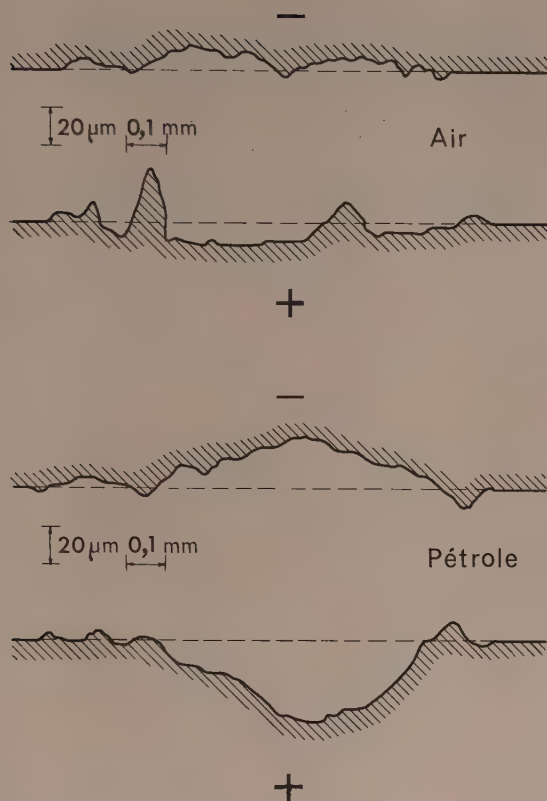


Fig. 3.2.3.1. - 2.

Profilogrammes des cratères produits par des décharges dans l'air et dans le pétrole.
Paramètres des décharges : $C = 100 \mu F$;
 $U_0 = 250 V.$; matière des électrodes : acier.

Les cratères produits par les décharges dans l'air ont une surface légèrement supérieure à celle des cratères produits dans le pétrole. Par contre, ils sont caractérisés par une faible profondeur, une surface très irrégulière et des protubérances assez élevées au-dessus du niveau de la plaque. Il faut également noter l'absence de bourrelets de matière caractéristiques des décharges dans un liquide. La perte de matière sur les deux électrodes est très faible; l'érosion est légèrement supérieure sur l'anode.

La figure 3.2.3.1. - 3 représente les profilogrammes des cratères produits par des décharges dont l'énergie minimale est légèrement inférieure à celle du cas précédent (2 Joules), mais effectuées avec des électrodes en cuivre.

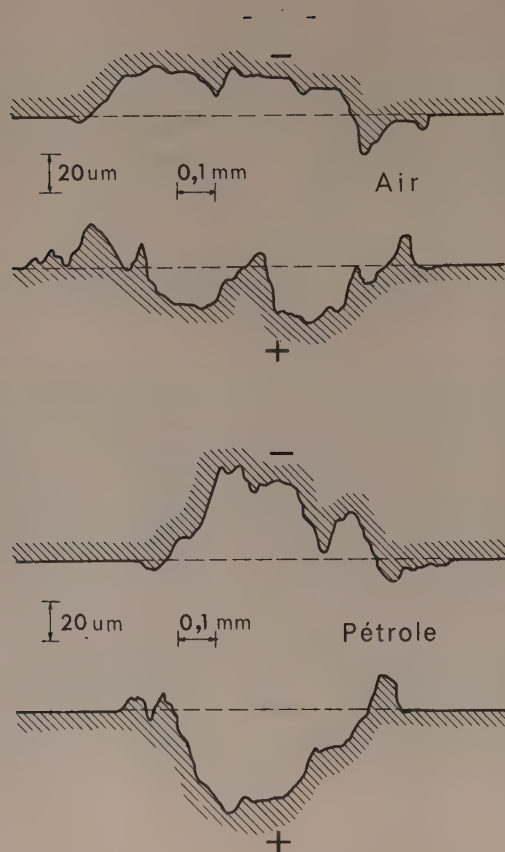


Fig. 3.2.3.1. - 3.

Profilogrammes des cratères produits par des décharges dans l'air et dans le pétrole.
Matière des électrodes : cuivre ; paramètres des décharges : $C = 100 \mu F$; $U_0 = 200 V$.

En comparant les cratères produits par les décharges dans l'air et dans le pétrole, on constate une différence semblable à celle du cas précédent, mais la profondeur des cratères est plus grande. Ceci peut être expliqué par la différence des températures de fusion et d'ébullition du cuivre et de l'acier. En effet, ces températures sont pour l'acier, respectivement, de 1400 et $3200^{\circ}C$, tandis que pour le cuivre, elles sont de 1080 et $2300^{\circ}C$. L'effet thermique du courant de la décharge est donc plus grand sur le matériau des électrodes à température de fusion et d'ébullition plus basses. Ce fait est d'ailleurs confirmé par des données technologiques de l'usinage par électro-érosion^(*).

(*) L'usinabilité des matériaux par électro-érosion dépend, dans une grande mesure, de ces deux températures.

3.2.3.2. Influence de la capacité et de la tension
de la décharge sur la forme des cratères.

Influence de la capacité.

Dans cette expérience, nous avons fixé la tension de charge à 200 Volts et nous avons fait varier la valeur du condensateur qui alimente le circuit de décharge de 1 à 50 μF .

Les profilogrammes de la figure 3.2.3.2. - 1 montrent les cratères correspondant aux décharges de 5 μF et de 50 μF .

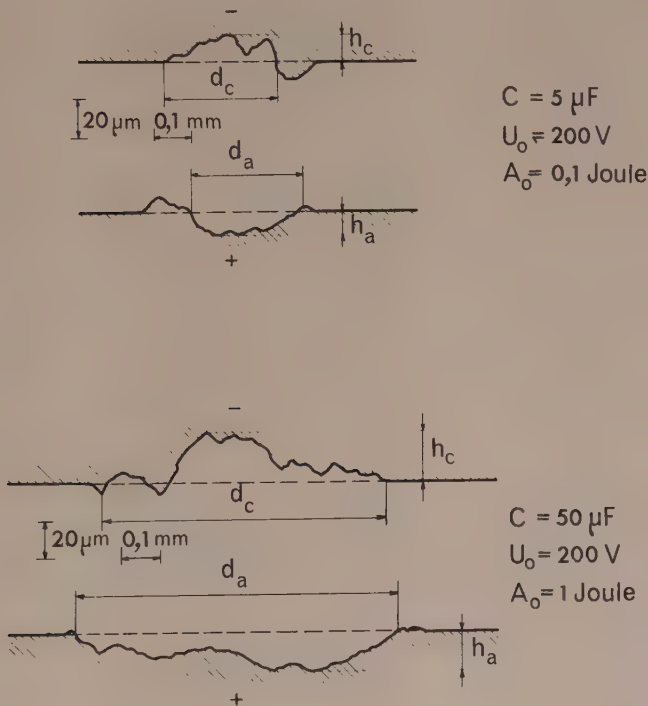


Fig. 3.2.3.2. - 1.

Profilogrammes des cratères produits par les décharges de capacités différentes, mais chargées sous une même tension.

Matière des électrodes : acier; Diélectrique : pétrole.

En augmentant la capacité du condensateur, on constate une augmentation du diamètre des cratères sur les deux électrodes, mais leur profondeur varie relativement peu.

Il est à remarquer que les bourrelets de matière sur les bords du cratère sont beaucoup plus prononcés dans le cas de décharge de 5 μF que dans celui de 50 μF .

Les diamètres et les profondeurs des cratères anodiques et cathodiques, dans les limites de 1 à 50 μF ($U_o = 200$ Volts), sont donnés sur la figure 3.2.3.2. - 2.

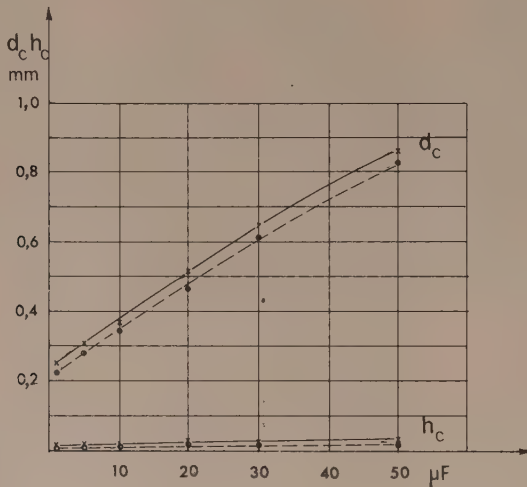


Fig. 3.2.3.2. - 2.

Diamètre (d_c) et profondeur (h_c) des cratères en fonction de la capacité C . Tension de charge : $U_o = 200$ V.
Matière des électrodes : acier ; diélectrique : pétrole
x = cratères anodiques ; • = cratères cathodiques.

Influence de la tension.

Ici, nous avons fixé la capacité du condensateur à 1 μF et nous avons varié la tension de charge de 100 à 1000 Volts.

Les profilogrammes des cratères correspondant aux décharges de 1 μF sous 400 et 900 Volts, sont représentés sur la figure 3.2.3.2. - 3.

L'augmentation de la tension de charge avec le même condensateur entraîne une augmentation de volume des cratères anodiques, qui conservent sur toute la plage des tensions appliquées (100 à 1000 Volts) leur forme (le rapport h_a/d_a reste constant).

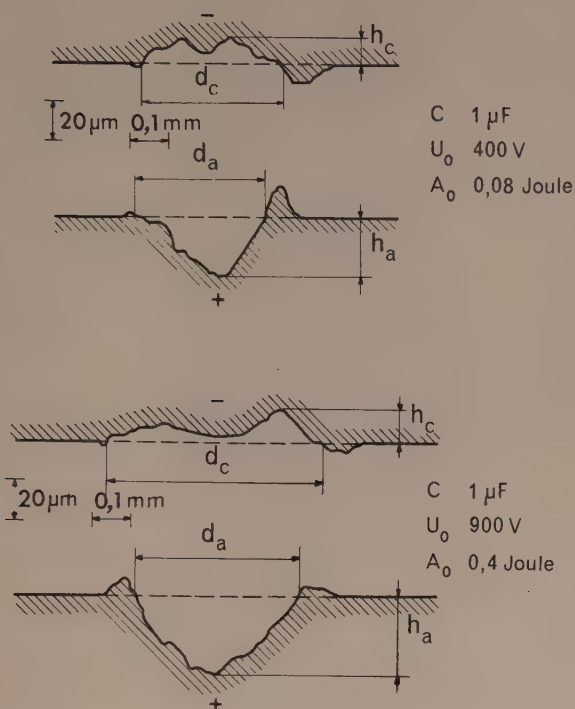


Fig. 3.2.3.2. - 3.

Profilogramme des cratères produits par les décharges de même capacité, mais chargée sous tensions différentes. Matière des électrodes : acier ; diélectrique : pétrole.

Quant aux cratères cathodiques, ils semblent ne pas suivre cette règle. Ils s'applatissent avec l'augmentation de la tension de charge.

Les diamètres et les profondeurs des cratères anodiques et cathodiques en fonction de la tension, sont donnés sur la figure 3.2.3.2. - 4.

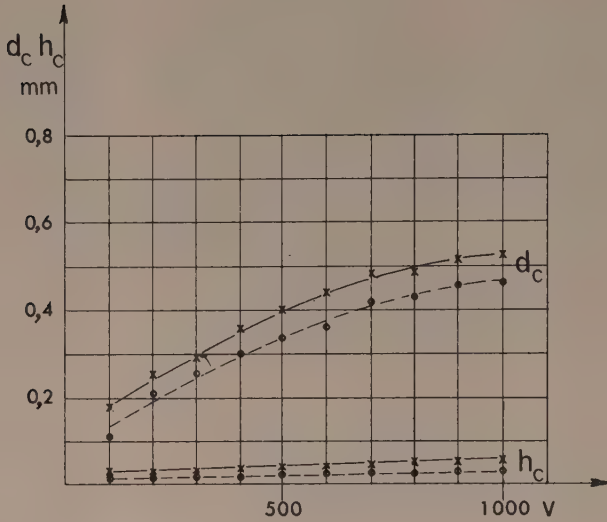


Fig. 3.2.3.2. - 4.

Diamètre et profondeur des cratères en fonction de la tension de charge.

Capacité : $1 \mu F$; matière des électrodes : acier ; diélectrique : pétrole.

x = cratères anodiques ; • - cratères cathodiques.

3.2.3.3. Influence de la durée des décharges sur la forme des cratères.

La pratique de l'usinage par électro-érosion montre que la durée des décharges présente une influence sur le rapport de l'usure des deux électrodes. L'expérience a établi que l'augmentation de la durée des impulsions de courant diminue l'usure de la cathode. Etant donné qu'en général celle-ci sert d'outil dans l'usinage par électro-érosion, la diminution de son usure présente un grand intérêt technologique. Toutefois, aucune explication n'a encore été donnée à ce sujet. Il nous a paru donc intéressant d'analyser ce phénomène, tout d'abord en prélevant des profilogrammes de cratères anodiques et cathodiques des durées de décharges variables.

Pour réaliser cette variation nous avons inséré dans le circuit de décharge une résistance complémentaire (schéma de la figure 3.2.3.3. - 1). En variant la valeur de cette résistance, on peut faire varier la durée des décharges dans de larges proportions.

Les profilogrammes des cratères résultant de ces décharges sont représentés sur la figure 3.2.3.3. - 1 a, b, et c. La variation de la durée des dé-

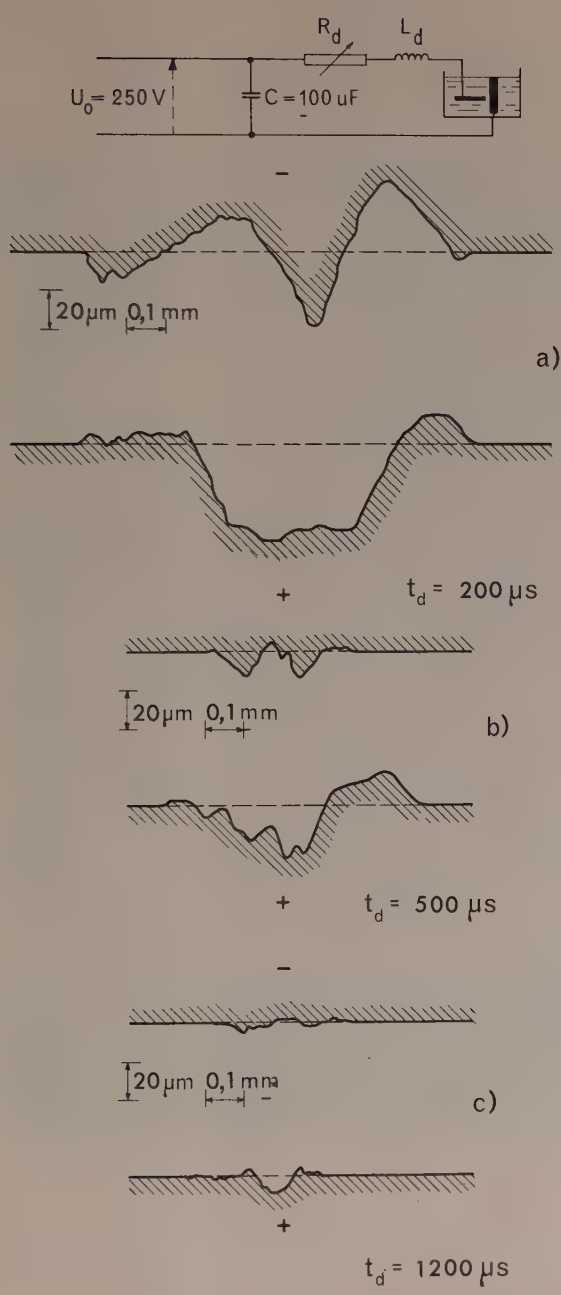


Fig. 3.2.3.3. - 1.

Profilogrammes des cratères produits par les décharges de différentes durées. Matière des électrodes : cuivre ; diélectrique : pétrole ; durée de la décharge :

a) $t_d = 200 \mu\text{s}$; b) $t_d = 500 \mu\text{s}$; c) $t_d = 1200 \mu\text{s}$.

charges est de 200 à 1200 μ s. La figure 3.2.3.3. - 2 représente les photos de ces cratères.

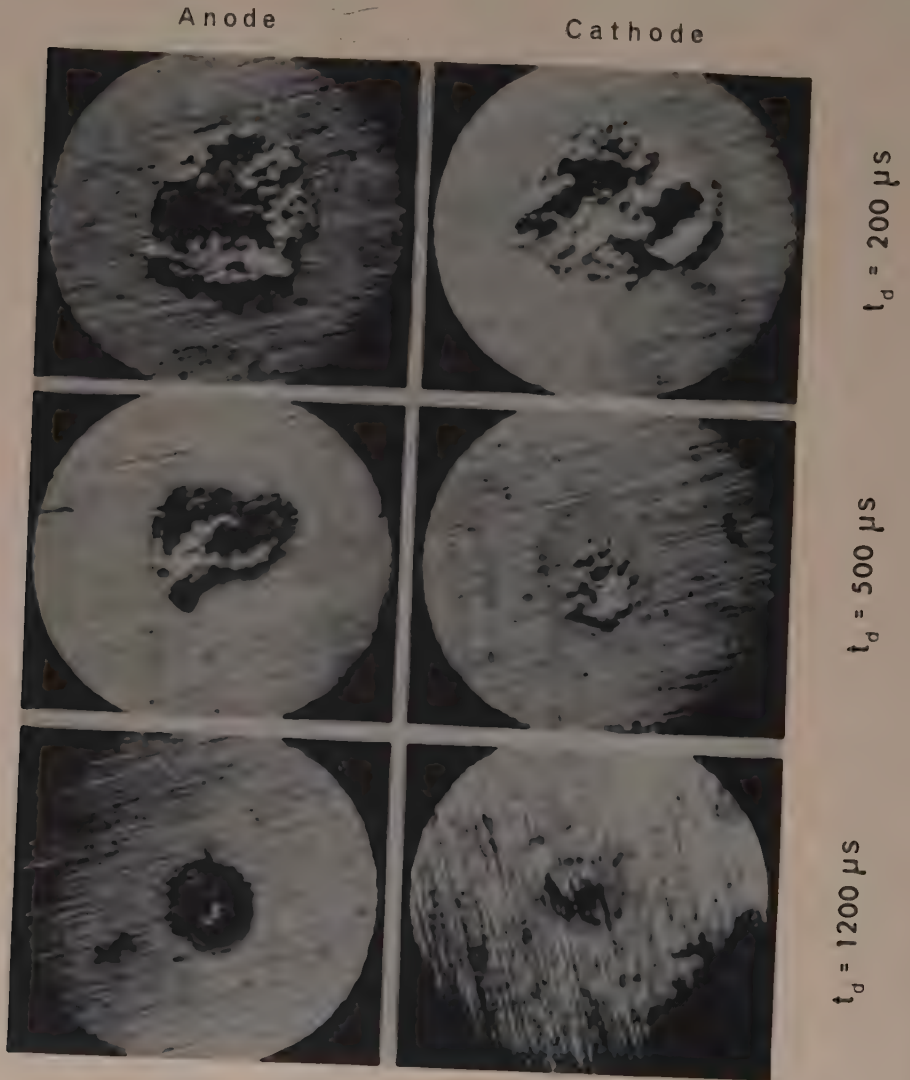


Fig. 3.2.3.3. - 2.

Cratères produits par des décharges de différentes durées ($C = 100 \mu F$; $U = 250 V$.)
Electrodes : cuivre ; diélectrique : pétrole.

L'observation des profilogrammes et des photos des cratères montrent que leur forme ne varie pas très peu avec l'augmentation de la durée des décharges : le rapport V_0 / d_1 reste approximativement constant. La diminution de leur volume peut être expliquée par la diminution de l'énergie des décharges due à la résistance additionnelle R_d .

Quant aux cratères cathodiques, ils sont caractérisés par une surface très irrégulière. Le volume relatif du métal érodé (v_c/v_a) diminue quand la durée de la décharge augmente. La décharge de 1200 μs ne laisse qu'une légère irrégularité sur la surface de la cathode à l'endroit de la décharge. Elle ne produit pratiquement pas de cratère.

En outre, autour des cratères anodiques et cathodiques correspondant aux décharges de 500 et de 1200 μs , on observe une tache foncée ou une auréole. Cette auréole dépasse à peine les bords du cratère anodique correspondant à une durée de 500 μs , mais elle devient largement supérieure à la surface du cratère produit par la décharge de 1200 μs .

L'aspect de l'auréole semble indiquer un échauffement local de l'électrode. Le fait que le cratère anodique n'occupe qu'une partie de la surface échauffée, peut être interprété comme le résultat d'une grande concentration des forces hydro-dynamiques de la décharge. L'auréole plus foncée de l'anode peut être expliquée par la différence de température des taches anodique et cathodique.

Ces observations semblent confirmer les remarques énoncées aux paragraphes 2.1.2., 2.3.1. et 2.3.2., concernant les effets thermiques et hydro-dynamiques de la décharge.

L'expérience suivante a été faite avec des décharges de durées différentes, mais à énergie constante. La figure 3.2.3.3. - 3 a et b montre les photos des cratères anodiques avec leur profilogrammes, résultant des décharges de 1 μF sous 450 Volts (a) et de 60 μF sous 58 Volts (b). Dans les deux cas l'énergie nominale de la décharge A_n (énergie accumulée dans le condensateur) était de 0,1 Joule. La décharge à tension élevée laisse un cratère entouré de bourrelets importants, tandis que la décharge à basse tension et à plus longue durée, produit un cratère de diamètre légèrement plus grand, mais pratiquement sans bourrelets.

Il est important de noter que, dans ce dernier cas, le front d'attaque du courant est nettement moins raide, ce qui peut se traduire par un certain retard de la formation de la cavité gazeuse dont l'implosion se fait sur un métal en cours de refroidissement.

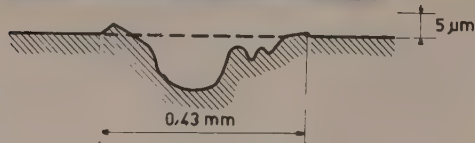
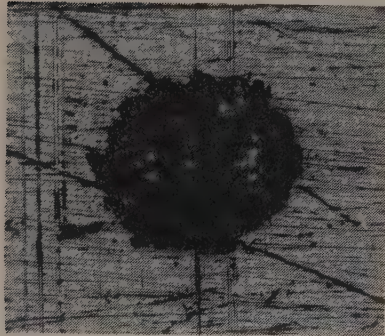
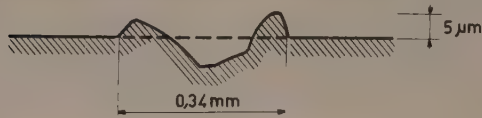
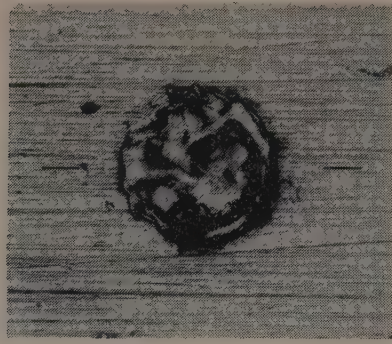


Fig. 5.2.5.5. = 5.

Cratères anodiques produits par des décharges de même énergie effective, mais de durées différentes.

a) $C = 1 \mu F$; $U_0 = 450 V$; $A_e(\frac{1}{2}Cu^2) = 0,1 \text{ Joule}$
 $t_d = 5 \mu s.$

b) $C = 60 \mu F$; $U_0 = 58 V$; $A_e(\frac{1}{2}Cu^2) = 1,1 \text{ Joule}$
 $t_d = 40 \mu s.$

3.2.3.4. Surface des cratères en fonction de l'énergie effective des décharges et de l'intensité maximale du courant:

Dans ces expériences, nous avons utilisé les décharges d'un condensateur de $1 \mu F$ chargé sous des tensions variant de 100 à 900 Volts, ce qui correspond aux énergies effectives (A_e) de $2,5 \cdot 10^{-3}$ Joule à 1 Joule. Le matériau des électrodes était l'acier et le liquide diélectrique le pétrole.

Les photographies des cratères ainsi que les oscillogrammes du courant et de la tension de ces décharges sont donnés en annexe figure A-2 et A-3.

Les résultats des mesures de la surface des cratères anodiques et cathodiques en fonction des énergies effectives des décharges sont portés sur le diagramme figure 3.2.3.4. - 1.

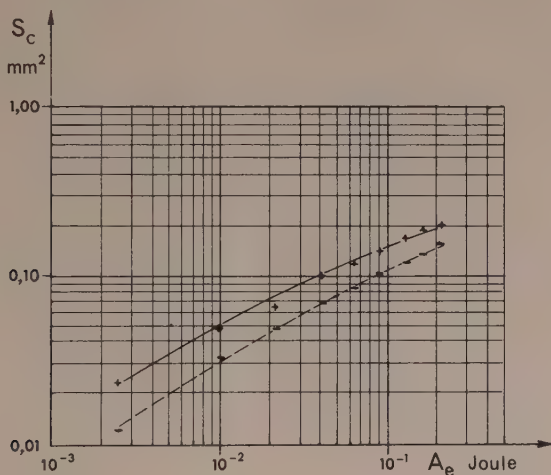


Fig. 3.2.3.4. - 1.

Surface des cratères anodiques et cathodiques en fonction de l'énergie effective des décharges (A_e).
 + = cratères anodiques ; - = cratères cathodiques.

Ces essais montrent une relation pratiquement linéaire entre les surfaces des cratères anodiques et les énergies des décharges. Pour les cratères cathodiques on observe une légère déviation de cette linéarité dans la région des faibles énergies (jusqu'à 10^{-2} Joule environ) (*).

(*) Ces expériences confirment les résultats obtenus dans mes travaux précédents /20/.

Le rapport entre l'intensité maximale du courant (i_m) et les surfaces des cratères anodiques et cathodiques est donné sur le tableau ci-dessous. On remarque que ce rapport est pratiquement constant (surtout pour les cratères anodiques) sur toute la plage des énergies.

En acceptant l'hypothèse que les taches de la décharge sont de même ordre de grandeur que les cratères (voir paragraphe 2.3.1.2.), on peut déduire que, pour le même type de décharges, la densité maximale du courant (j_m) sur les taches est constante, quelle que soit l'énergie des décharges.

i_m A	S_{ca} mm^2	S_{cc} mm^2	i_m/S_{ca}	i_m/S_{cc}
45	0,022	0,012	$20,5 \cdot 10^2$	$37,5 \cdot 10^2$
100	0,049	0,031	20,4 "	32,0 "
150	0,062	0,050	24,2 "	30,0 "
200	0,096	0,070	20,8 "	28,6 "
250	0,120	0,085	20,0 "	29,5 "
310	0,140	0,100	22,2 "	31,0 "
340	0,170	0,126	20,0 "	27,0 "
385	0,185	0,140	20,8 "	27,5 "
410	0,200	0,160	20,5 "	25,6 "

3.2.4. Perte de poids des électrodes en fonction des caractéristiques de la décharge :

Nous avons effectué des essais afin de déterminer l'influence des caractéristiques de la décharge sur la quantité de matière enlevée aux électrodes.

Les conditions expérimentales ont été déterminées compte tenu des exigences suivantes :

L'énergie des décharges doit être suffisante pour permettre de mesurer une différence de poids des électrodes après un nombre restreint de décharges (par exemple 50 ou 100 décharges), la sensibilité de la balance étant de 0,0001 gramme.

Afin d'éviter une différence de conductivité électrique ou thermique de l'anode et de la cathode, nous avons choisi des électrodes en cuivre électrolytique à cause de la grande conductivité électrique et de l'homogénéité de structure de ce matériau (*).

Pour faciliter le renouvellement du liquide dans la zone inter-électrodes, nous avons pris une section faible des électrodes, mais qui puisse toutefois supporter les grandes intensités du courant. Un fil de cuivre de 1 mm de diamètre a été jugé comme satisfaisant à ces conditions.

Bien que n'étant pas un corps pur, le pétrole a été choisi comme liquide diélectrique, car ses propriétés diélectriques sont assez stables. En outre, il facilite la comparaison des résultats des essais avec ceux d'autres chercheurs.

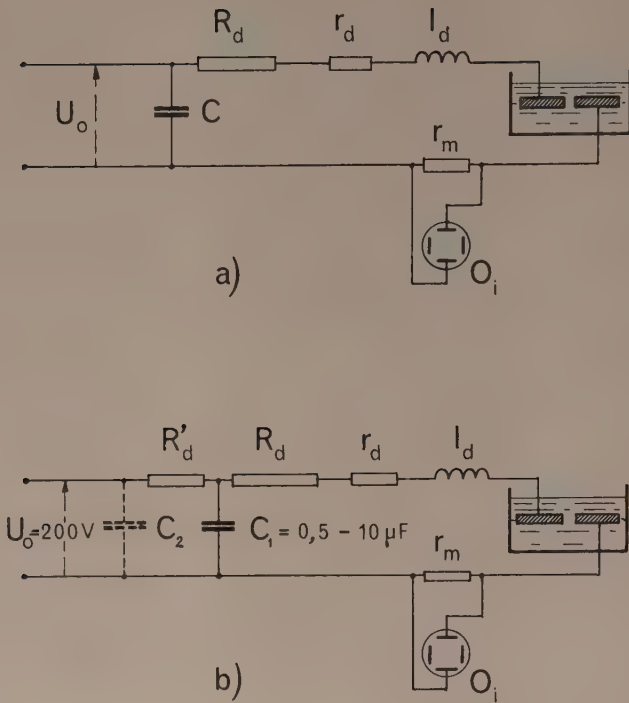
On obtient les décharges en rapprochant progressivement les électrodes, le condensateur étant chargé à une tension déterminée. Les décharges se suivent au rythme de 6 à 7 par minute. On effectue 50 ou 100 décharges par expérience. L'allure du courant des impulsions est contrôlée sur l'oscilloscope pendant toute l'expérience. Toutes les décharges sont unipolaires pour éviter l'influence de l'inversion du courant.

L'expérience a montré qu'un des paramètres particulièrement important, déterminant la forme et le volume des cratères, est la durée de la décharge. Nous nous sommes donc proposé d'étudier, en tout premier lieu, l'influence de cette durée sur la perte de poids des électrodes.

Pour faire varier la durée des décharges, deux méthodes ont été appliquées: la première consiste à augmenter la durée d'une décharge apériodique en insérant dans le circuit une résistance variable R_d , suivant le schéma de la figure 3.2.4. - 1 a. En augmentant la valeur de cette résistance, on rallonge la durée de l'impulsion du courant.

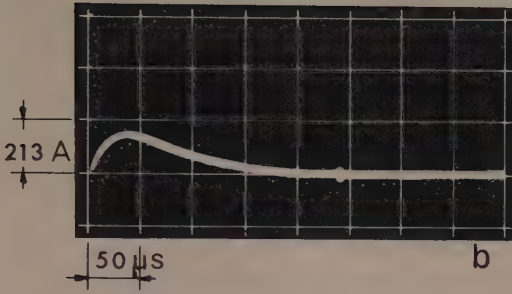
Dans ces expériences, l'intensité maximale du courant i_m ainsi que l'énergie effective des décharges diminuent avec l'augmentation de leur durée. L'allure du courant des décharges obtenues de cette façon est représentée par les oscillogrammes figure 3.2.4. - 2.

(*) Il est en effet connu dans la pratique de l'électro-érosion que la différence de la conductivité électrique des deux électrodes exerce une influence sur le rapport de leur usure réciproque. Ainsi, par exemple, une plus faible conductivité de l'anode diminue le pourcentage de l'usure de la cathode, ce qui est considéré comme condition favorable de l'usinage par électro-érosion dans le cas où la cathode sert d'électrode-outil et l'anode de pièce à usiner.



Schémas de circuits permettant d'obtenir des décharges de durées variables.

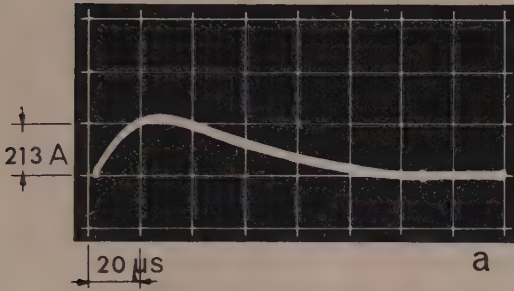
L'autre méthode permet de varier la durée des décharges en conservant constante l'intensité maximale du courant. Le circuit de décharge est réalisé suivant le schéma de la figure 3.2.4. - 1 b. En faisant varier la capacité du condensateur C_1 et la résistance R_d , on peut obtenir des décharges de durée variable, mais de même intensité maximale du courant. Il est également possible de modifier la forme de l'impulsion en insérant dans le circuit un second condensateur d'une capacité plus grande, comme le montre le schéma de la figure 3.2.4. - 1 b.



$$i_m = 160 \text{ A}$$

$$t_d = 240 \mu s$$

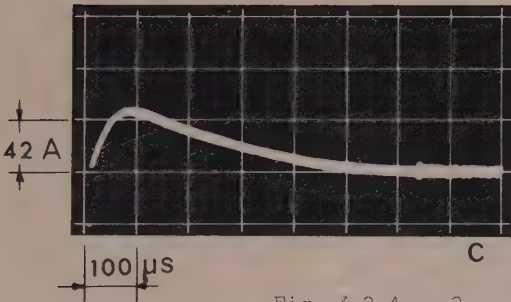
$$\operatorname{tg} 0 = \frac{530}{5 \cdot 10^{-5}} = 10,6 \cdot 10^6$$



$$i_m = 225 \text{ A}$$

$$t_d = 115 \mu s$$

$$\operatorname{tg} 0 = \frac{430}{2 \cdot 10^{-5}} = 21,5 \cdot 10^6$$



$$i_m = 48 \text{ A}$$

$$t_d = 700 \mu s$$

$$\operatorname{tg} 0 = \frac{250}{1 \cdot 10^{-4}} = 2,5 \cdot 10^6$$

Fig. 3.2.4. - 2.

Oscillogrammes du courant des décharges de longue durée.

$C = 100 \mu F$; $U_0 = 200 \text{ V}$;

électrodes : cuivre ; diélectrique : pétrole.

3.2.4.1. Etude de l'érosion en fonction de la durée des impulsions

Les mesures de perte de poids des électrodes effectuées suivant cette méthode ont permis d'établir des courbes représentées sur la figure 3.2.4.1.- 1 a et b. Dans ces expériences, la durée des décharges a été limitée à 1200 μ s. Les courbes montrent la perte de poids de l'anode et de la cathode en fonction de la durée des décharges (a), ainsi que le rapport de pertes cathode/anode exprimé en % (b).

Il nous a paru également intéressant de rapporter ces pertes à l'intensité maximale du courant i_m . Les pertes de poids de chacune des deux électrodes sont représentées sur la figure 3.2.4.1. - 2.

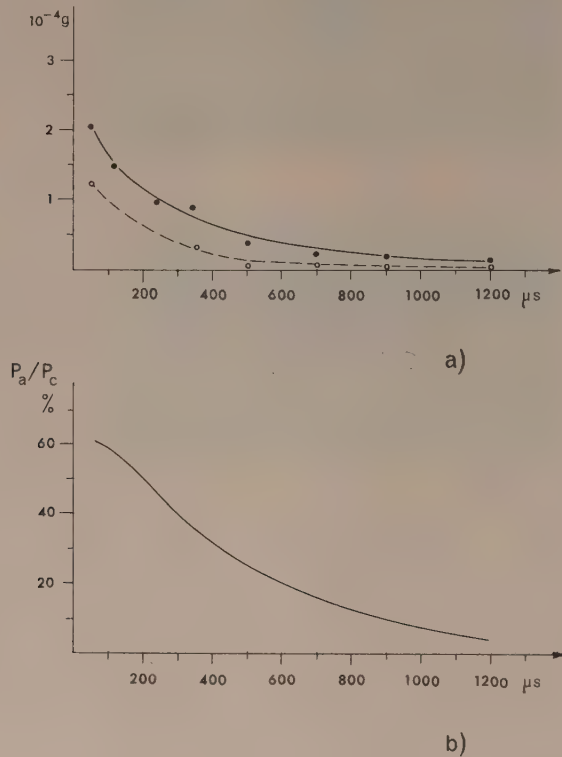


Fig. 3.2.4.1. - 1.

Perte de poids des électrodes en fonction de la durée des décharges. Electrodes : cuivre ; diélectrique : pétrole.
 $C = 100 \mu F$; $U_0 = 200 V$.

Nombre de décharges avant chaque pesée : 50.

a) Courbe de perte sur l'anode et sur la cathode.

b) Rapport de perte anode/cathode.

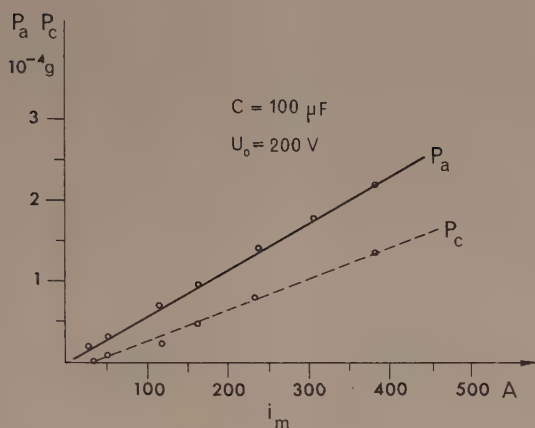


Fig. 3.2.4.1. - 2.

Perte de poids de l'anode et de la cathode rapportée à l'intensité maximale du courant de la décharge.

A titre de renseignement complémentaire, la figure 3.2.4.1. - 3 montre le même rapport établi pour des décharges d'une énergie différente ($30 \mu\text{F}$ sous 300 Volts).

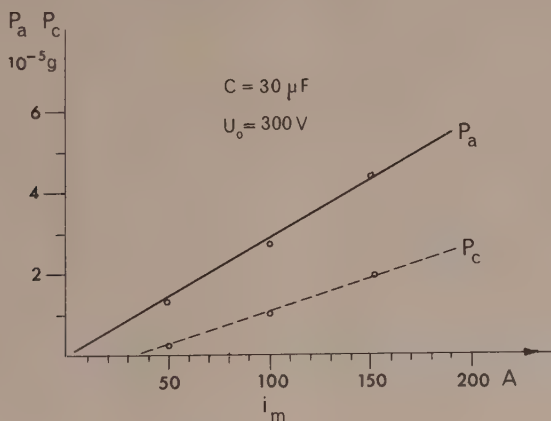


Fig. 3.2.4.1. - 3.

Perte de poids de l'anode et de la cathode rapportée à l'intensité maximale du courant de la décharge.

Ces expériences ont permis de constater ce qui suit :

1) Le rapport des pertes cathode/anode diminue avec l'augmentation de la durée t_d et tend vers une valeur minimale pour les décharges de plus de 1000 μs .

2) Les pertes de l'anode sont proportionnelles à l'intensité maximale du courant i_m ; les résultats des expériences se placent sensiblement sur une droite partant de l'origine.

3) Les pertes de la cathode sont également proportionnelles au courant maximal, mais elles ne le sont plus pour des faibles valeurs de i_m . Il semble que ces pertes sont pratiquement nulles à une valeur de i_m voisine de 30 Ampères.

Dans les conditions de ces expériences, l'intensité maximale de 30 Ampères semble être critique pour les pertes de la cathode (perte voisine de 0), en tout cas dans une certaine plage des énergies des décharges.

Les résultats de ces expériences méritent une attention particulière. Ils confirment les expériences décrites au paragraphe 3.2.3.3. sur l'évolution de la forme des cratères en fonction de la durée des décharges. En effet, les photos de la figure 3.2.3.3. - 2 ainsi que le profilogramme C de la figure 3.2.3.3. - 1 montrent que les décharges de 1200 μs (effectuées dans les mêmes conditions que celles décrites ci-dessus) ne laissent pratiquement pas de cratères cathodiques.

Une faible concentration de l'énergie calorifique sur les taches de la décharge, correspondant à une température de l'ordre de 1500°C, ne produit aucune vaporisation de la matière des électrodes (cuivre). L'enlèvement du métal fondu se produit alors uniquement par les forces mécaniques résultant de l'implosion de la cavité gazeuse.

Une très faible usure de la cathode dans les conditions de cette expérience confirme les données technologiques de l'usinage par électro-érosion. On constate, en effet, une forte diminution de l'usure de la cathode dans le cas où l'insertion d'une résistance importante dans le circuit de décharge baisse l'intensité maximale de courant. D'après ces données, on atteint une usure minime de la cathode si, dans une décharge de plusieurs centaines de micro-secondes, l'intensité de courant ne dépasse pas 30 Ampères /14/. Par contre, l'usure de l'anode reste proportionnelle à l'énergie effective.

3.2.4.2. Etude de l'érosion dans le cas de décharges
de très longue durée :

L'expérience montre que dans le cas de décharges d'une durée particulièrement longue et de faible intensité de courant (ne dépassant pas quelques 12 ou 15 Ampères), on ne constate pratiquement plus d'usure de l'anode. Par contre, l'usure de la cathode, après avoir passé par un minimum, augmente en fonction de la durée t_d .

Dans la pratique de l'électro-érosion, on appelle ce phénomène "inversion de l'effet de polarité".

Jusqu'à présent, aucune théorie suffisamment élaborée n'a été proposée pour expliquer cette anomalie apparente (*).

Pour étudier ce phénomène, nous avons effectué les mesures de perte de poids des électrodes dans une gamme plus étendue des durées de la décharge. En utilisant le même schéma du circuit, nous avons obtenu des décharges jusqu'à 2500 μs en faisant varier la résistance du circuit de décharge (figure 3.2.4.2. - 2).

Dans ces conditions particulières, l'impulsion de courant a l'aspect d'un arc. Les oscillogrammes de la tension et du courant d'une telle impulsion sont représentés sur la figure 3.2.4.2. - 1.

Dans ce cas, la tension u_d tombe au-dessous de 20 Volts et oscille fortement à partir de 1400 μs environ. Le courant oscille également avec une amplitude d'environ 25 Ampères et semble assez instable. Ce fait est considéré comme caractéristique des arcs à basse tension.

Les résultats de cette expérience sont représentés par des courbes de la figure 3.2.4.2. - 2. Les pertes de poids des deux électrodes sont exprimées en poids moyen du cratère produit par une seule décharge.

Sur la même figure, nous avons représenté la courbe montrant le rapport de perte de poids relative de la cathode et de l'anode exprimé en %.

(*) Dans la pratique de l'électro-érosion, on utilise souvent les impulsions de ce type qui présentent des avantages notables par rapport aux décharges de type conventionnel. L'utilisation des électrodes-outils (anodes) en graphite présente, dans ce cas, un intérêt particulier.

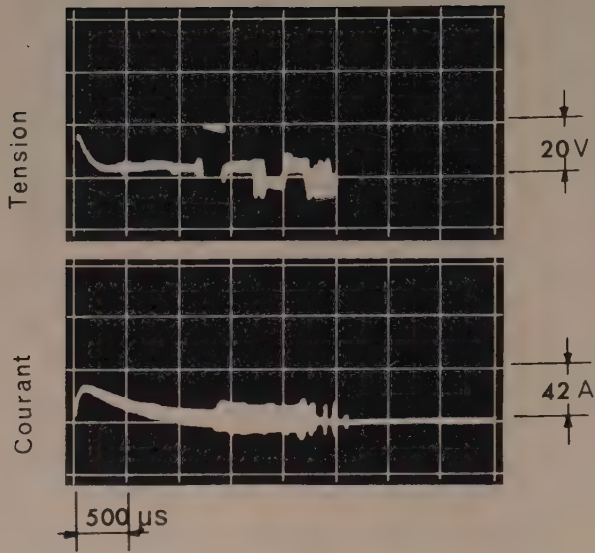


Fig. 3.2.4.2. - 1.

Oscillogrammes de la tension et du courant d'une décharge de 2500 μs .

$C = 100 \mu\text{F}$; $U_0 = 200 \text{ V}$.

On constate que ce rapport diminue progressivement (comme le montre aussi le diagramme de la figure 3.2.4.1. - 1) pour atteindre le minimum de 18 % environ, correspondant à une durée de 1100 à 1200 μs . Ensuite, le rapport augmente brusquement, atteint 100 % et s'inverse. Les pertes de la cathode deviennent plus grandes que celles de l'anode.

En augmentant la durée des décharges au-delà de ce point d'inversion, on constate que l'usure de l'anode s'approche rapidement de 0 (aux environs de 2500 μs), tandis que l'usure de la cathode croît malgré la diminution de l'énergie des décharges.

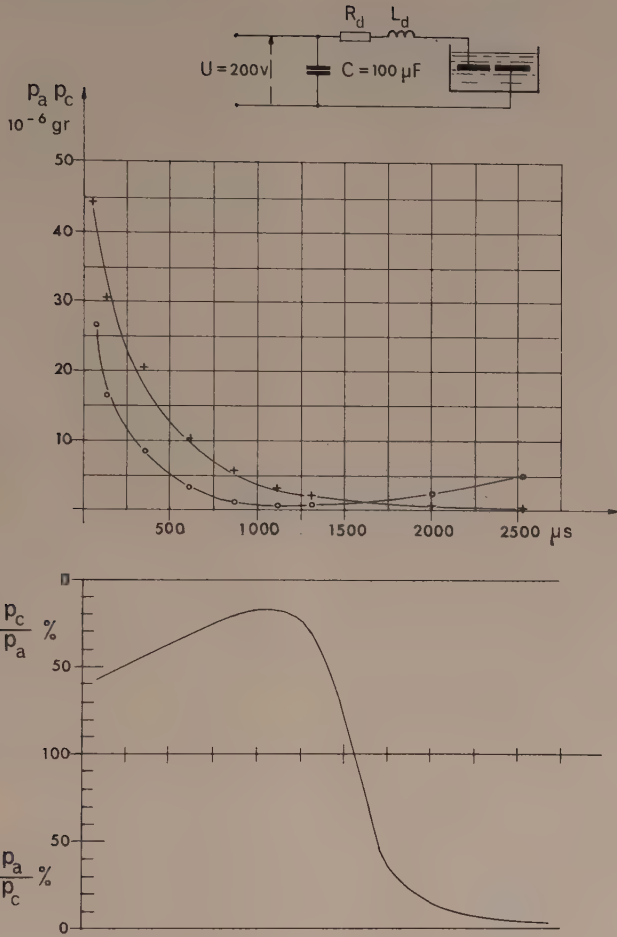


Fig. 3.2.4.2. - 2.

Perte de poids des électrodes en fonction de la durée des décharges, depuis $50 \mu\text{s}$ à 2500 s .
Matière des électrodes : cuivre ; diélectrique : pétrole.

$C = 100 \text{ } \mu\text{F}$; $U_0 = 200 \text{ V}$.

Nombre de décharges avant chaque pesée : 100.

3.2.4.3. Etude de l'érosion en fonction de la durée des impulsions, à intensité maximale du courant constante (deuxième méthode) :

Dans ces expériences, nous avons utilisé la deuxième méthode décrite au paragraphe 3.2.4., le circuit de décharge étant réalisé suivant le schéma de la figure 3.2.4.3. - 1.

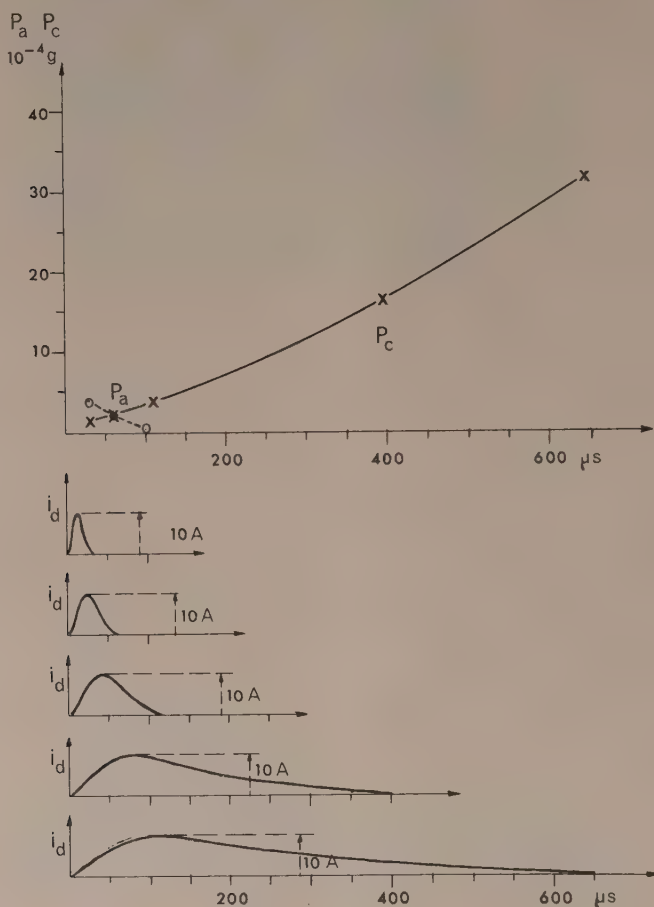


Fig. 3.2.4.3. - 1.

Perte de poids des électrodes en fonction de la durée des décharges à intensité maximale du courant constante.

L'intensité maximale du courant était fixée à 10 Ampères. La durée des décharges pouvant varier de 25 à 650 μs , on travaillait bien entendu à énergie constante.

Les courbes de perte de poids des deux électrodes ainsi que les courbes de l'intensité de courant sont représentées sur la figure 3.2.4.3. - 1. Sur le même diagramme sont portées les valeurs énergétiques des décharges.

On constate que le point de l'inversion du rapport des pertes cathode/anode se trouve ici aux environs d'une durée de 50 μ s et l'usure de l'anode devient nulle autour d'une durée de 100 μ s.

Après le point d'inversion, l'usure de la cathode est sensiblement proportionnelle à l'énergie des décharges.

3.2.5. Influence des propriétés du liquide diélectrique sur les décharges :

Dans le processus d'enlèvement de matière des électrodes par électro-érosion, le liquide diélectrique remplit une double fonction :

1) La haute température du canal de décharge évapore un certain volume du liquide en créant une cavité gazeuse qui impose sur les surfaces des électrodes. Il se produit donc une transformation de l'énergie électrique en énergie hydro-dynamique.

2) Les propriétés diélectriques du liquide, isolant électriquement les électrodes dans les intervalles entre les décharges consécutives, permettent une recharge du condensateur (ou de tout autre accumulateur d'énergie électrique) jusqu'à la tension de charge désirée.

Les propriétés diélectriques du liquide jouent un rôle moins important dans le cas des circuits munis de dispositifs spéciaux assurant une isolation des électrodes entre les décharges. Ces circuits permettent l'utilisation des liquides non diélectriques, comme par exemple, l'eau. L'expérience montre que dans ce cas, les caractéristiques électriques du liquide (sa conductivité électrique) n'affectent pas sensiblement les effets hydro-dynamiques de la décharge /28/. Ceci peut être expliqué par le fait que la haute température du canal, résultant d'une grande concentration de l'énergie calorifique de la décharge reste un facteur dominant par rapport aux effets de l'électrolyse.

Ce sont donc les propriétés physiques des liquides qui présentent un intérêt particulier pour notre étude.

3.2.5.1. Influence de la viscosité du liquide :

Pour déterminer l'influence de la viscosité du liquide sur les effets de l'érosion électrique, nous nous sommes proposé tout d'abord d'examiner l'influence de leur viscosité sur la forme du courant de la décharge. Cette expérience pourra servir de donnée expérimentale pour évaluer la quantité d'énergie dissipée à la formation de la cavité gazeuse dans les différents liquides.

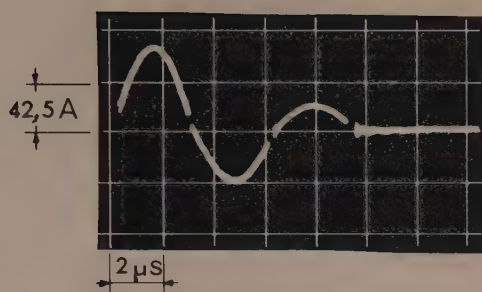
L'expérience a été effectuée dans deux liquides diélectriques présentant une différence marquée de viscosité : le pétrole, dont la viscosité à la température de 20°C est d'environ 0,01 P, et la glycérine d'environ 9 P. Ces deux liquides présentent, bien entendu, d'autres différences telles que la température d'ébullition, la chaleur latente de vaporisation, mais, dans les conditions de l'expérience^(*), c'est la différence de viscosité qui semble être le facteur le plus important.

Les oscillogrammes de courant d'une décharge de 0,5 μ F sous 200 Volts effectuée dans ces deux liquides, sont donnés sur la figure 3.2.5.1. - 1. La température des liquides était de 22°C, à la pression ambiante.

La comparaison de ces oscillogrammes révèle une nette diminution de l'intensité maximale du courant pour la décharge dans la glycérine. Cette intensité atteint 68 Ampères dans le pétrole et n'est que de 47 Ampères dans la glycérine. En outre, la durée de chaque arche d'oscillation du courant semble être légèrement plus courte pour la décharge dans la glycérine : 8 μ s et 7,5 μ s.

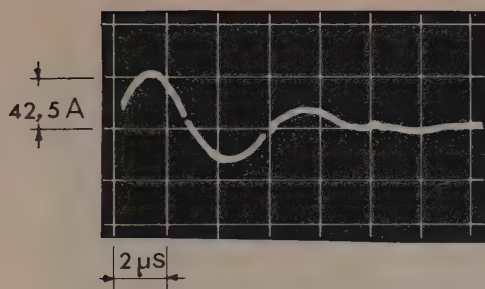
Les cratères produits dans la glycérine ont également un volume sensiblement inférieur par rapport à ceux résultant des décharges dans le pétrole. Les profilogrammes de ces cratères sont représentés sur la figure 3.2.5.1. - 2 a et b.

(*) Température très élevée du canal de la décharge et sa durée très brève.



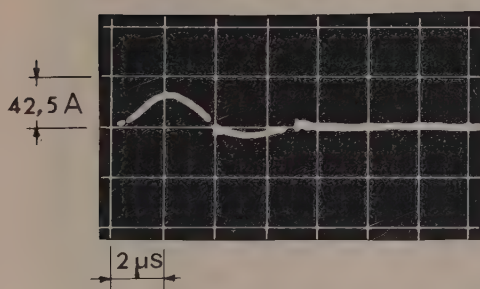
Pétrole

Température: 22 °C



Glycerine

Température: 22 °C



Glycerine

Température: 60 °C

Fig. 3.2.5.1. - 1.

Oscillogrammes de courant d'une décharge de $0,5 \mu\text{F}$ sous 200 V effectuée dans le pétrole et la glycérine à températures différentes.

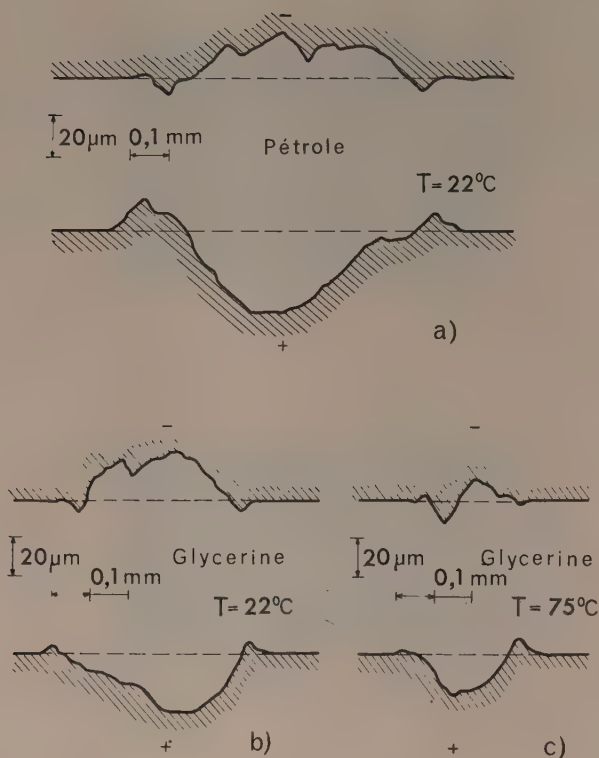


Fig. 3.2.5.1. - 2.

Profilogrammes des cratères produits par les décharges dans le pétrole et dans la glycérine à températures différentes.
 $C = 10 \mu F$; $U_0 = 500 V$.

3.2.5.2. Influence de la température du liquide :

Nous avons utilisé la glycérine pour étudier l'influence de la température du liquide diélectrique sur la forme du courant de la décharge et sur le profil des cratères.

La figure 3.2.5.2. - 1 représente l'oscillogramme du courant de la même décharge de $0,5 \mu F$ sous 200 Volts, effectuée dans la glycérine chauffée à $60^\circ C$

En comparant cet oscillogramme du courant avec celui relatif à la décharge dans la glycérine à $22^\circ C$ (Fig. 3.2.5.1. - 1), on constate une diminution encore plus marquée de l'intensité maximale du courant ($25,5 A$ par rapport à $47 A$), ainsi qu'une diminution du nombre d'oscillations du courant (deux oscillations au lieu de trois). On observe également un certain retard du début de l'impulsion.

Les profilogrammes des cratères anodiques et cathodiques relatifs à cette décharge sont donnés sur la figure 3.2.5.1. - 2 c.

3.2.6. Etat de matière éjectée aux électrodes :

La matière éjectée des cratères se retrouve sous forme de sphérules dont le diamètre varie entre 10^{-1} et 10^{-3} mm.

La photo de la figure 3.2.6. - 1 montre ces particules prélevées après l'usinage par électro-érosion d'une pièce en acier (anode) à l'aide d'une électrode-outil (cathode) en cuivre. La forme sphérique des particules indique que leur formation est due à une solidification du métal fondu ou évaporé dans le liquide environnant.

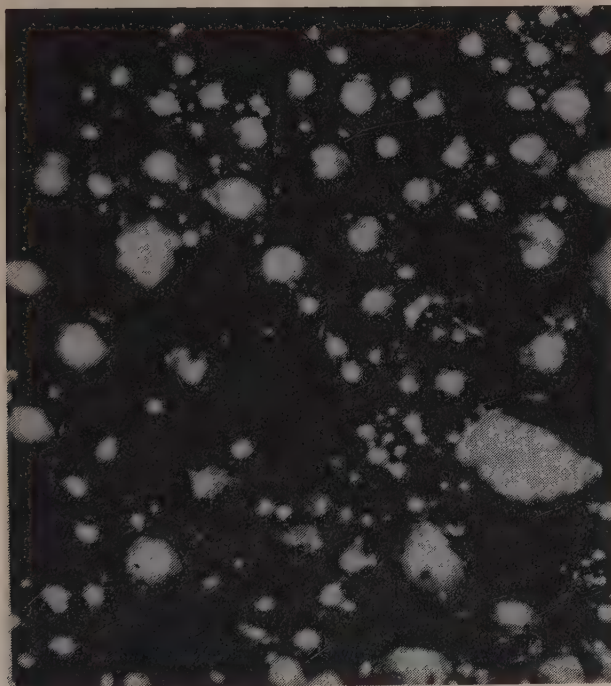


Fig. 3.2.6. - 1.

Résidus d'usinage par électro-érosion de l'acier par une électrode en cuivre.
Anode : acier ; cathode : cuivre ;
diélectrique : pétrole. Agrandissement :
x 300.

L'expérience montre que les particules de dimensions importantes résultent des décharges de longues durées, par conséquent, correspondant aux températures relativement basses du canal de décharge, probablement de l'ordre de 3000 à 4000°C. Dans ces conditions, un volume important du métal des taches anodique et cathodique se trouve en état de fusion et les particules se solidifient à partir de la phase liquide, ce qui peut expliquer leurs grandes dimensions.

Les particules plus fines sont observées après les décharges de courte durée, donc à température élevée du canal, vraisemblablement de l'ordre de 10 000°C ou plus. Il se produit alors l'évaporation d'un volume plus important de métal. Les particules se forment, dans ce cas, par condensation de la phase gazeuse.

Si les températures de fusion et d'évaporation des matériaux des deux électrodes ne sont pas très différentes, il semble, d'après les travaux de Krassiouk /29/, que les particules puissent contenir les constituants des deux électrodes. Si, par contre, ces températures sont assez différentes, comme par exemple, dans le cas du cuivre et de l'acier, l'observation microscopique montre que chaque métal se recondense séparément en formant des sphérules de cuivre et d'acier.

Dans le cas de décharges d'une durée particulièrement longue, on observe des particules de très grandes dimensions (10^{-1} mm et plus) et de forme irrégulière. Dans les conditions de ces décharges, la température du canal semble être encore plus basse (peut-être de 2000 à 3000°C). Le métal est alors éjecté à l'état de fusion à basse température, ou même à l'état pâteux. Il se solidifie donc plus rapidement et conserve la forme de gouttelettes irrégulières (*).

(*) Dans la pratique de l'électro-érosion, le type de décharges donnant cette forme particulière de résidus d'usinage a reçu le nom de technique de "l'érosion par gouttelettes".

3.3. Analyse des résultats expérimentaux.

Les résultats expérimentaux confirment les conclusions de l'analyse théorique de la décharge :

- 1) L'influence de la concentration de l'énergie calorifique de la décharge sur l'évolution générale du phénomène.
- 2) L'influence de la différence de température des taches anodique et cathodique sur l'usure relative des deux électrodes.
- 3) Le rôle prépondérant de l'effet hydro-dynamique de la décharge dans l'enlèvement de matière aux électrodes.

3.3.1. Influence de la concentration de l'énergie calorifique sur l'évolution générale du phénomène :

A partir des résultats expérimentaux, on peut représenter l'évolution du phénomène de l'érosion électrique en fonction d'un paramètre donné de la décharge.

Nous allons étudier ici cette évolution en fonction de la concentration de l'énergie calorifique de la décharge et l'influence de ce facteur sur la quantité de matière enlevée aux électrodes.

3.3.1.1. Quantité de matière enlevée aux électrodes en fonction de l'énergie effective des décharges :

L'étude de la forme des cratères et des pertes de poids de l'électrode, par exemple, de l'anode (voir paragraphe 3.2.3.2. et 3.2.4.3.), permet de constater que la quantité de matière enlevée augmente avec l'énergie effective des décharges. Toutefois, le rapport entre ces deux valeurs n'est pas simple et dépend des conditions dans lesquelles les décharges sont produites, ainsi que des caractéristiques des décharges elles-mêmes.

En effet, si l'on fait varier l'énergie effective des décharges (A_e) soit par l'intermédiaire de la capacité C du circuit, mais en conservant constante la tension de charge U_0 , soit par l'intermédiaire de la tension de charge, mais en conservant la même valeur de la capacité, on modifie les caractéristiques des décharges et on n'obtient pas une relation linéaire entre l'énergie A_e et la quantité de matière enlevée. Les courbes de la figure 3.3.1.1. - 1 montrent cette relation (*).

(*) Ces courbes ne sont pas dues au hasard ou aux conditions particulières de l'expérimentation. Elles sont confirmées par de nombreuses données technologiques d'usinage par électro-érosion /17/.

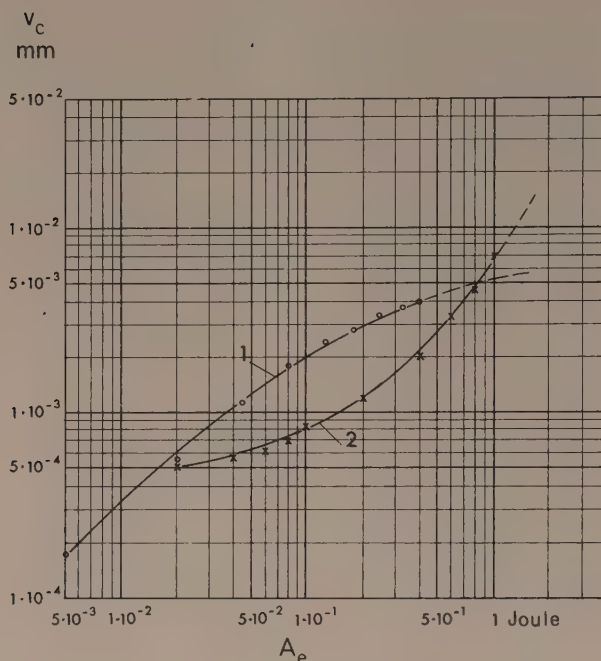


Fig. 3.3.1.1. - 1.

Volume des cratères en fonction de l'énergie effective des décharges.

Courbe 1 : $C = \text{constante}$; $U_o = \text{variable}$.

Courbe 2 : $U_o = \text{constante}$; $C = \text{variable}$.

Si l'on fait varier l'énergie des décharges en conservant constante l'intensité moyenne du courant de l'impulsion i_e , mais en variant la durée de cette impulsion t_d , on obtient le rapport entre la quantité de matière enlevée et la PUISSANCE EFFECTIVE des décharges. On constate alors qu'il existe un rapport sensiblement linéaire entre ces deux valeurs (Fig. 3.3.1.1.-2).

Ce fait a une grande importance dans l'étude de l'électro-érosion, car il permet :

1) d'étudier l'influence de la durée des décharges sur la quantité de matière enlevée aux électrodes (problème que nous allons traiter au paragraphe suivant),

2) d'étudier l'influence de la forme des impulsions électriques des décharges sur ses effets mécaniques (*),

(*) Ce problème sort du cadre de la présente étude, c'est pourquoi nous ne le développons pas davantage. Il présente toutefois un intérêt certain dans une analyse plus poussée du mécanisme de l'éjection de la matière par effet hydrodynamique.

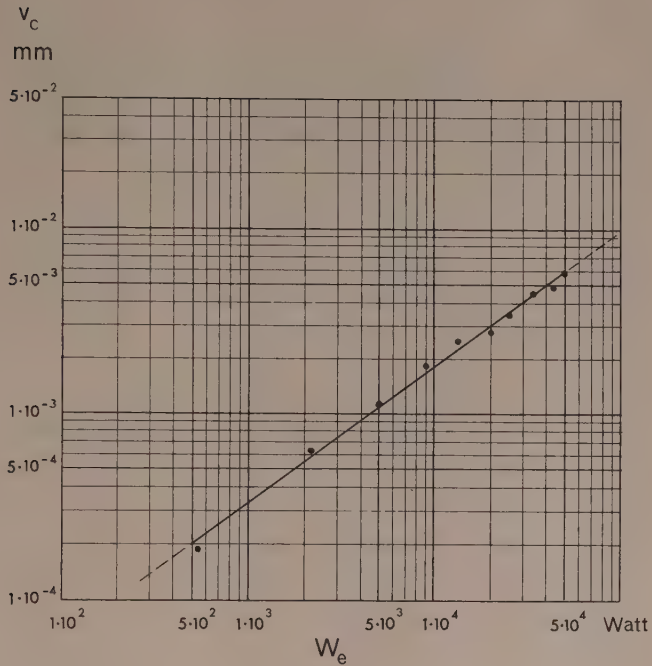


Fig. 3.3.1.1. - 2.

Volume des cratères en fonction de la puissance effective des décharges.

3) de fixer des paramètres types de décharges pouvant servir d'étalons pour la comparaison de leurs effets sur les différents matériaux des électrodes.

La détermination de paramètres de décharges types (ou de décharges étalons) est particulièrement intéressante pour la technologie de l'usinage par électro-érosion, car elle constitue une base objective pour la comparaison de "l'usinabilité" de différents matériaux par électro-érosion et cela, aux différents régimes d'usinage et avec des décharges de types différents. Ce problème est souvent discuté dans la pratique industrielle de l'usinage par électro-érosion, mais jusqu'à présent, il n'a pas encore reçu de solution valable, vu l'imprécision des conditions dans lesquelles cette comparaison de "l'usinabilité" est faite.

3.3.1.2. Quantité de matière enlevée aux électrodes
en fonction de la durée des décharges.

Sur la base des données expérimentales (voir paragraphe 3.2.4.), on peut établir des diagrammes donnant la perte de matière des deux électrodes en fonction de la durée t_d des décharges.

Etant donné la densité de l'énergie calorifique sur les taches de la décharge, et partant, la température de ces dernières, celles-ci sont directement liées à la durée de l'impulsion électrique, l'étude de l'évolution du phénomène sous cet aspect présente un grand intérêt.

Toutefois, pour dégager l'influence de ces paramètres sur la quantité de matière enlevée aux électrodes, il faut que les courbes de perte de matière soient rapportées à une énergie constante des décharges. Or, la production de décharges à énergie constante mais de durées différentes, dans les conditions de l'expérimentation, présente certaines difficultés, car dans ce cas, on est obligé de faire varier plus d'un paramètre, ce qui peut perturber les résultats de l'expérience. En effet, si l'on veut obtenir une décharge de plus longue durée, mais de même énergie, il faut augmenter la capacité du condensateur, mais diminuer la tension de sa charge. Les décharges ne se produiront donc plus dans les conditions comparables.

Pour remédier à cet inconvénient, au cours des expériences effectuées dans ce but, nous avons réalisé l'augmentation de la durée t_d simplement en insérant une résistance complémentaire R_d dans le circuit de décharge. Etant donné que l'augmentation de la durée t_d est fonction de la résistance R_d , il va de soi qu'une partie de l'énergie de la décharge sera dissipée dans cette résistance.

L'énergie effective de la décharge peut être alors représentée par la relation :

$$A_e = u_d \cdot i_e \cdot t_d = \frac{u_d \cdot U_d}{R_t} \cdot t_d \quad (\text{fig. 3.3.1.2. - a})$$

u_d étant la tension moyenne de la décharge, U_d - la tension de claquage et R_t - la résistance totale composée de r_d ou résistance de la ligne de décharge, de R_d ou résistance additionnelle du circuit et de r_e ou résistance équivalente de l'arc.

Dans cet exemple, on peut négliger la réactance de la ligne $l\omega$ car, étant donné une faible self-inductance du circuit (environ $3 \cdot 10^{-6}$ H), et des durées relativement importantes des décharges effectuées avec une capaci-

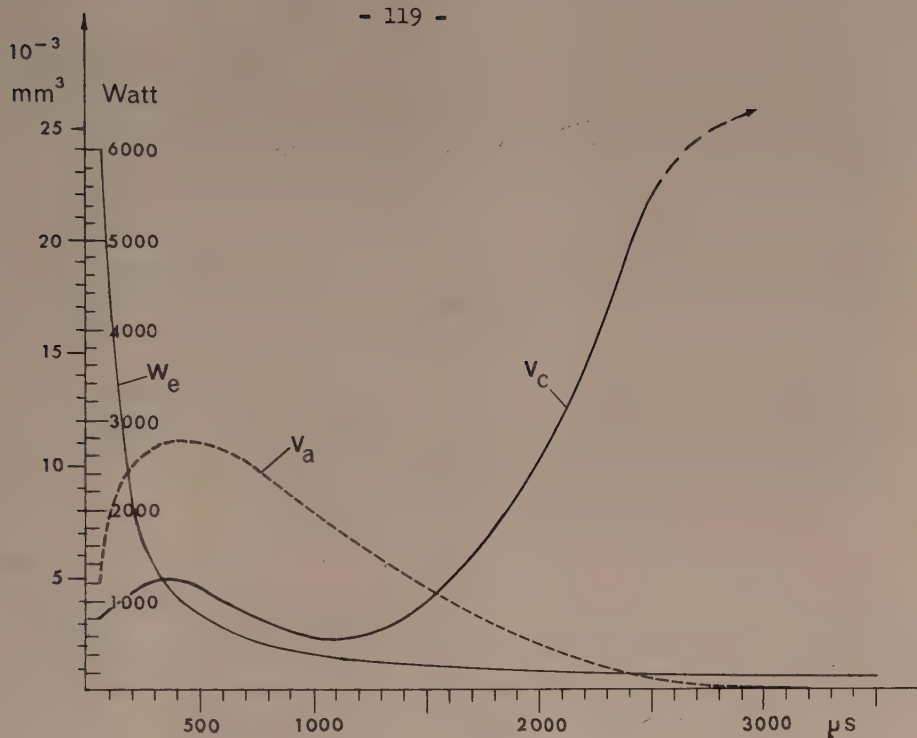


Fig. 3.3.1.2. - 1.

Perte de matière sur l'anode et la cathode en fonction de la durée de la décharge rapportée à l'énergie effective constante et égale à 0,36 Joule.

té de 100 μF , les valeurs de $l\omega$ sont très faibles vis-à-vis des valeurs de R_d (*).

Pour pouvoir juger de l'influence qu'exerce la durée des décharges sur le volume de matière enlevée aux électrodes, il faut ramener les données expérimentales du paragraphe 3.2.4. à une valeur énergétique constante de décharges, ce qu'on peut faire en tenant compte de l'énergie absorbée par la résistance additionnelle R_d .

(*) En effet, le calcul montre que pour $t_d = 60 \mu\text{s}$; $l\omega = 0,156 \Omega$; pour $t_d = 100 \mu\text{s}$; $l\omega = 0,09 \Omega$ et pour $t_d = 500 \mu\text{s}$; $l\omega = 0,018 \Omega$; tandis que la valeur de R_d , même pour la décharge de la plus courte durée (60 μs) est de l'ordre de 1 Ω . Il faut toutefois noter que les valeurs de $l\omega$ ne peuvent pas toujours être négligées, particulièrement pour des décharges d'une plus courte durée. Ainsi, par exemple, dans le cas de la décharge de 1 μF , utilisant le même circuit, on aura pour $t_d = 5,5 \mu\text{s}$; $l\omega = 1,7 \Omega$; pour 0,1 μF ; $t_d = 1,7 \mu\text{s}$ et $l\omega = 5,5 \Omega$.

Le plus simple serait alors de considérer comme énergie unitaire celle qui correspond à la durée t_d la plus courte et de ramener les pertes de volume des deux électrodes à cette énergie.

En effet, le diagramme de la figure 3.3.1.1. - 2 montre un rapport pratiquement linéaire entre la quantité de matière enlevée et la puissance effective des décharges. Or, une variation de l'énergie effective A_e de la décharge, pour une durée t_d déterminée, équivaut à la variation de la puissance W_e , ce qui nous autorise d'appliquer la méthode décrite ci-dessus.

Pour trouver les valeurs de l'énergie A_e correspondant à des durées t_d différentes, il suffit de déterminer la valeur de la résistance totale R_t correspondant à la décharge d'une durée minimale;

$$R_t = \frac{u_d \cdot U_d \cdot t_d \text{ (min)}}{A_e}$$

Etant donné que $R_d = R_t - (r_d + r_e)$ et connaissant les valeurs de r_d et r_e , on trouve les valeurs de la résistance additionnelle R_d :

$$R_d = R_t - (r_d + r_e) = \frac{u_d \cdot U_d \cdot t_d \text{ (min)}}{A_e}$$

On trouve ensuite les valeurs de la résistance additionnelle pour toutes les durées de décharges.

Considérant que l'énergie dissipée dans cette résistance est proportionnelle à la diminution de l'énergie effective des décharges, on peut facilement ramener les données expérimentales de perte de matière des électrodes à l'énergie de la décharge initiale, aussi bien qu'à toute autre :

$$\text{De la relation } \frac{A_e}{A'_e} = \frac{R'_d}{R_d} \text{ on a } A'_e = \frac{A_e \cdot R_d}{R'_d}$$

et la quantité de matière enlevée, ramenée à l'énergie constante A_e sera

$$p_{A_e} \text{ (cons)} = \frac{p_{\text{exp}} \cdot A_e}{A'_e}$$

Application numérique.

Preons encore une fois l'exemple donné par les diagrammes de la figure 3.2.4.2. - 2, qui représentent la perte de poids de l'anode et de la cathode en fonction de la durée t_d (*).

Dans cet exemple, la durée t_d la plus courte est de 60 μ s. D'après les oscillogrammes de la tension et du courant, le calcul de l'énergie effective de cette décharge ($A_e = u_d \cdot i_e \cdot t_d$) donne :

$$A_e = 30 \cdot 200 \cdot 60 \cdot 10^{-6} = 0,36 \text{ Joule.}$$

Connaissant les valeurs de A_e , u_d et t_d et en supposant que le condensateur se décharge entièrement, on peut trouver la valeur de R_t :

$$R_t = \frac{u_d \cdot U_d \cdot t_d}{A_e} = \frac{30 \cdot 200 \cdot 60 \cdot 10^{-6}}{36 \cdot 10^{-2}} = 1 \Omega .$$

La valeur de r_e (résistance équivalente de l'arc) peut être déduite de la relation :

$$r_e = \frac{u_d}{i_e} = \frac{30}{200} = 0,15 \Omega .$$

On peut négliger la résistance r_d (conducteurs, connexions, etc), qui est très faible. D'autre part, et afin de simplifier les calculs, vu la faible valeur de r_e vis-à-vis des valeurs de R_d , on peut baser les calculs uniquement sur les valeurs de R_t .

Cependant, l'expérience montre que, dans la plupart des cas, le condensateur ne se décharge pas entièrement (voir l'oscillogramme de la figure 3.2.2.4. - 2) et, après la décharge, il subsiste une légère tension résiduelle. Ceci est dû au fait que l'extinction de l'arc se produit généralement avant que la tension u_d ne s'annule et le courant ne s'interrompe alors plus ou moins brutalement. Dans le cas de décharge oscillante, l'oscillation du courant s'arrête au moment où la tension u_d n'est plus suffisante pour maintenir la conductivité du canal ou pour réamorcer l'arc. Dans les deux cas, la décharge n'est donc pas complète et la tension résiduelle peut varier de quelques volts à une vingtaine de volts environ.

(*) Les paramètres des décharges décrites dans cette expérience sont les suivants : $C = 100 \mu F$; $U_0 = 200 V$, les deux électrodes sont en cuivre et le liquide diélectrique, du pétrole.

Par conséquent, dans ces calculs, U_d ne peut pas être considérée comme égale à U_o . En posant pour la tension résiduelle une valeur moyenne de 15 volts, U_d sera égale à 185 volts. La valeur réelle de R_t sera alors :

$$R_t = \frac{30 \cdot 185 \cdot 60 \cdot 10^{-6}}{36 \cdot 10^{-2}} = 0,93 \Omega.$$

Revenons aux courbes de la figure 3.2.4.2. - 2. Considérons l'énergie effective de 0,36 Joule comme unitaire et ramenons les résultats expérimentaux de perte de matière à cette énergie.

Considérons, par exemple, une décharge correspondant à $t_d = 500 \mu s$. Son énergie effective sera déduite comme suit :

$$R_t = \frac{30 \cdot 185 \cdot 500 \cdot 10^{-6}}{36 \cdot 10^{-2}} = 7,7 \Omega.$$

$$A'_e = \frac{36 \cdot 10^{-2} \cdot 93 \cdot 10^{-2}}{7,7} = 0,0435 \text{ Joule.}$$

D'après le diagramme figure 3.2.4.2. - 2, le poids de matière enlevée sur l'anode de par cette décharge est de $12 \cdot 10^{-6}$ gr et sur la cathode de $5,5 \cdot 10^{-6}$ gr.

Ramené à l'énergie de décharge constante de $36 \cdot 10^{-2}$ Joule, ces valeurs seront :

$$\text{- pour l'anode : } p_{Ae(\text{cons})} = \frac{12 \cdot 10^{-6} \cdot 36 \cdot 10^{-2}}{43 \cdot 10^{-3}} = 99 \cdot 10^{-6} \text{ gr.}$$

$$\text{- pour la cathode ; } p_{Ae(\text{cons})} = \frac{5,5 \cdot 10^{-6} \cdot 36 \cdot 10^{-2}}{43 \cdot 10^{-3}} = 46 \cdot 10^{-6} \text{ gr.}$$

Exprimé en volume de cratères, on aura :

$$\text{- pour l'anode : } \frac{99 \cdot 10^{-6}}{9} = 11 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ ou } 11 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3.$$

$$\text{- pour la cathode : } \frac{46 \cdot 10^{-6}}{9} = 5,1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ ou } 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3.$$

Les nouvelles courbes de pertes des deux électrodes établies de cette façon sont représentées sur la figure 3.3.1.2. - 1.

A titre d'information complémentaire, nous représentons sur le même diagramme la courbe de puissances moyennes effectives des décharges W_e exprimées en Watts.

L'interprétation de ce diagramme ne peut être faite qu'à la lumière d'autres données, expérimentales et théoriques, de la présente étude. Elle sera donnée au paragraphe suivant.

3.3.1.3. Les effets thermiques de la décharge :

L'expérience montre /17/ que l'augmentation de la durée des décharges exerce une influence notable sur la densité de l'énergie calorifique dans la zone de la décharge et, par conséquent, sur la température de la tache.

Nous allons définir la densité de l'énergie calorifique sur les taches de chaque électrode dans l'hypothèse suivante : cette énergie est répartie dans un volume v_e de l'électrode représentant la somme des volumes de matière évaporée (v_v), fondue (v_f) et échauffée (v_{ch}), comme déterminé au paragraphe 3.2.1.2.

En admettant que l'énergie cédée à chacune des électrodes (A_{el}) soit approximativement égale à la moitié de l'énergie totale cédée aux électrodes, on peut écrire :

$$\text{Densité de l'énergie calorifique : } \frac{A_{el}}{v_e} \text{ Joule/cm}^3 = \frac{0,24 \cdot A_{el}}{v_e \cdot p_{sp}} \text{ cal/gr.}$$

Ceci nous permet de calculer l'élévation théorique de la température moyenne T_t dans le volume v_e , en utilisant la formule :

$$T_t = \frac{Q_{el}}{c \cdot m_e}$$

On a également la puissance calorifique apportée par unité de volume (ou unité de masse), soit :

$$w_{cal} = \frac{A_{el}}{v_e \cdot t_d} \text{ Watt/cm}^3 = \frac{A_{el}}{v_e \cdot p_{sp} \cdot t_d} \text{ Watt/gr.}$$

Suivant le modèle de répartition du courant sur la tache de la décharge (fig. 2.3.1.2. - 2), on sait que la densité de l'énergie calorifique n'est pas homogène dans le volume v_e , mais qu'elle augmente vers la surface de la tache où elle atteint le niveau le plus élevé.

On pourrait donc supposer que la chaleur se propage à l'intérieur de l'électrode à partir de cet endroit et assimiler ainsi l'échauffement du volume v_e de l'électrode au processus d'une transmission de chaleur par conduction à partir de la surface de la tache.

Cette similitude apparente des deux processus d'échauffement, c'est-à-dire, l'échauffement provoqué par effet Joule du courant concentré dans un volume réduit de l'électrode (hypothèse de la "source spatiale" de chaleur), ou résultant d'une transmission de chaleur par conduction à partir d'une source extérieure se trouvant dans le canal de la décharge (hypothèse de la "source plate" de chaleur), a incité certains chercheurs à baser leurs conceptions de l'effet thermique de la décharge sur cette dernière hypothèse /12/, /17/(*).

Sans approfondir l'étude de la nature réelle du phénomène qui, d'ailleurs semble être très complexe, nous avons estimé possible de baser nos calculs pratiques de l'échauffement sur l'hypothèse de la "source spatiale" de chaleur. Cette façon de faire qui, jusqu'à présent, semble être pleinement justifiée par les données de l'étude expérimentale, permet d'une part de tenir compte des différentes caractéristiques de la décharge, en évitant les estimations très incertaines de la température du canal et, d'autre part, d'obtenir des données d'une précision suffisante pour les buts de la présente étude.

Le problème de la source de chaleur étant ainsi situé, passons maintenant à l'étude du rapport entre la durée de la décharge et la quantité d'énergie utilisée à l'échauffement, à la fusion et à l'évaporation du volume v_e de l'électrode.

Dans les décharges de même énergie, la puissance calorifique est d'autant plus faible que la durée t_d est grande. Il en résulte donc qu'avec l'augmentation de la durée t_d , l'élévation de la température devient plus lente, le volume total échauffé v_e plus grand, mais sa température est plus basse.

(*) Les promoteurs de cette théorie considèrent que toute l'énergie calorifique nécessaire pour échauffer, fondre et évaporer un certain volume de matériau de l'électrode se trouve dans le canal de la décharge porté à une température très élevée par le passage du courant et constitué d'un plasma. Or, un simple calcul montre que la concentration de l'énergie calorifique sur les taches de la décharge résultant de l'effet Joule du courant dans la masse de l'électrode est tout à fait suffisante pour produire tous les effets thermiques observés.

Dans une décharge de courte durée, une grande concentration de l'énergie calorifique augmente la puissance calorifique de la décharge, d'où une plus grande élévation de la température des taches. Il s'en suit donc qu'une grande quantité de l'énergie calorifique est utilisée pour l'évaporation du matériau de l'électrode. La chaleur latente d'évaporation étant, pour tous les matériaux, beaucoup plus grande que celle de fusion, il ne reste que relativement peu d'énergie disponible pour la fusion et pour l'échauffement du volume v_e qui, dans ce cas, est assez faible.

Par contre, dans une décharge de longue durée, la concentration de l'énergie calorifique est moins grande, la puissance calorifique est plus faible et une plus lente élévation de la température affecte un volume v_e plus grand. La chaleur latente de fusion étant moins grande que celle d'évaporation, il en résulte un volume important de matière fondue et échauffée, mais peu, sinon pas du tout, de matière évaporée.

Ce fait peut être représenté graphiquement. Portons sur l'axe des abscisses les différentes durées t_d de la décharge et sur l'axe des ordonnées leurs énergies effectives A_e (Fig. 3.3.1.3. - 1.).

Si l'on suppose que l'apport de l'énergie s'effectue régulièrement pendant toute la durée de la décharge, on peut écrire :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A_{el}}{t_d} = W_e$$

A_{el} étant constante, cette relation représente l'évolution du phénomène dans son principe ; elle montre son allure générale, mais ne fournit pas d'indication sur la valeur de l'énergie utilisée pour l'échauffement, la fusion et l'évaporation du matériau de l'électrode.

Pour déterminer les valeurs de cette énergie en fonction des différentes durées de décharges, il faut exprimer l'énergie totale cédée à l'électrode en termes de sa densité (ou concentration) sur la tache. Ceci est donné par la relation 3.3.1.3. - a, où la densité de l'énergie est exprimée par sa puissance effective moyenne W_e .

Sur cette base, établissons le diagramme suivant : portons en abscisses l'énergie effective cédée à l'électrode exprimée en sa valeur calorifique et en ordonnées, les puissances effectives moyennes des décharges de différentes durées. Nous pouvons alors écrire :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{W_e}{Q_e} = \frac{I}{t_d}$$

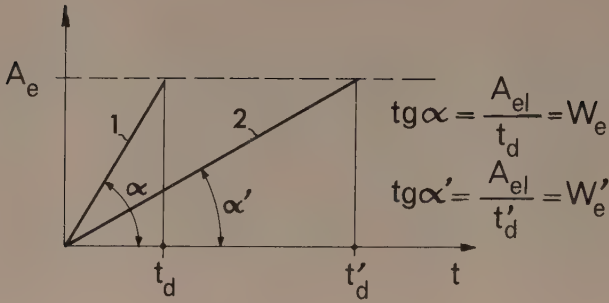


Fig. 3.3.1.3. - 1.

Représentation graphique de la puissance de la décharge en fonction de son énergie effective et de sa durée.
La droite 1 correspond à une décharge de courte durée ;
la droite 2 correspond à une durée plus longue.

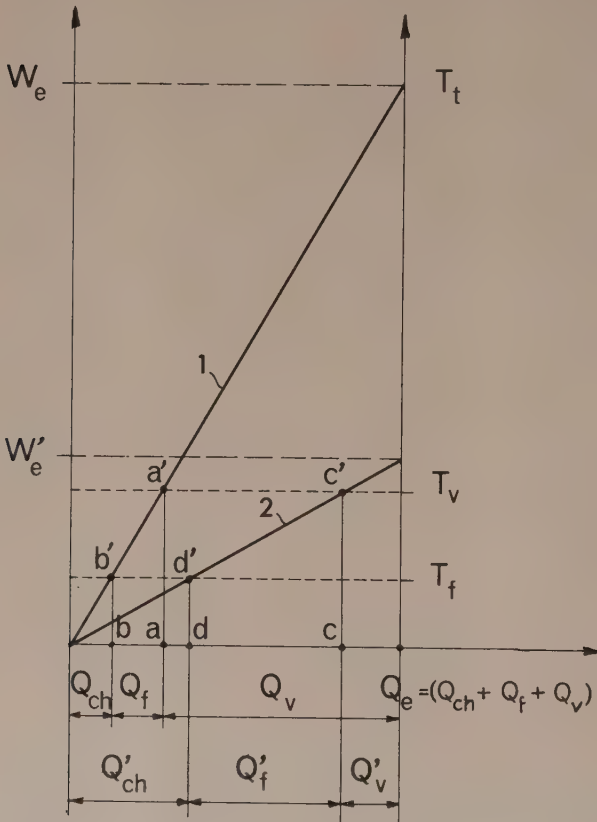


Fig. 3.3.1.3. - 2.

Représentation graphique théorique de la quantité d'énergie calorifique utilisée à l'échauffement, à la fusion et à l'évaporation de la matière de l'électrode.
Les droites 1 et 2 correspondent aux droites 1 et 2 de la figure 3.3.1.3. - 1.

La valeur de l'énergie calorifique totale Q_e étant constante, cette relation exprime la densité de l'énergie calorifique de la décharge en fonction de sa durée. Les droites 1 et 2 montrent l'apport progressif de l'énergie calorifique sur les taches des décharges. La droite 1 correspond à une décharge de courte durée et la droite 2 à celle d'une durée plus longue.

Pour trouver la quantité de l'énergie calorifique utilisée pour l'échauffement, la fusion et l'évaporation des volumes v_{ch} , v_f et v_v , on utilisera les résultats expérimentaux relatifs à une décharge correspondant à une certaine valeur de la relation W_e / A_e . Il suffit pour cela de déterminer expérimentalement l'une des trois valeurs sus-mentionnées, c'est-à-dire, l'un des volumes v_{ch} , v_f ou v_v .

L'évaluation des volumes de matière échauffée ou fondue (v_{ch} ou v_f) présente de grandes difficultés (*). Par contre, il est plus aisé de déterminer le volume de matière évaporée. En effet, en produisant la décharge correspondante dans l'air et en relevant la perte de matière sur l'électrode examinée (anode ou cathode), on trouvera, avec une approximation suffisante, le volume de matière évaporée par cette décharge (**).

Suivant l'hypothèse qui semble être justifiée par la présente étude, l'éjection de la matière fondue est due aux forces hydro-dynamiques (explosion et implosion de la cavité gazeuse formée dans le liquide par la haute température du canal). On peut donc admettre que dans le cas d'une décharge dans l'air, la perte de la matière sur l'électrode résulte essentiellement de l'évaporation de cette dernière par l'effet thermique du courant (***).

(*) Le volume de matière échauffée (v_{ch}) peut, dans une certaine mesure, être évalué par l'analyse métallographique de la coupe à travers la zone de la décharge de l'électrode. En observant les modifications structurales produites par la décharge dans cette zone, on peut se faire une idée sur le volume du matériau échauffé, mais cette méthode est peu sûre et exige un très grand nombre d'expériences.

(**) Cette décharge doit être, de préférence, de courte durée afin que le volume de matière évaporée soit le plus grand.

(***) Malgré les données assez approximatives obtenues par cette méthode, celle-ci présente l'avantage d'être plus directe et permet d'éviter des calculs compliqués et peu sûrs.

Connaissant les paramètres électriques de la décharge, ainsi que les caractéristiques du matériau de l'électrode, on peut calculer la quantité d'énergie calorifique utilisée à cet effet :

$$Q_v = v_v \cdot p_{sp} \cdot c_v$$

La dissipation de l'énergie Q_v pour l'évaporation du volume v_v fera baisser la température de la tache jusqu'à la température d'évaporation du matériau de l'électrode T_v .

L'énergie restante sera utilisée pour la fusion et pour l'échauffement des volumes v_f et v_{ch} .

En soustrayant le volume v_v du volume total du cratère v_e , résultant de la même décharge, mais produite dans un liquide diélectrique, nous obtenons le volume de matière fondue v_f .

Procédant de la même façon que pour la détermination de l'énergie Q_v , nous trouverons la valeur de Q_f . Le restant de l'énergie Q_{el} sera, par conséquent, utilisé à l'échauffement du volume v_{ch} en dessous de la température de fusion du matériau de l'électrode.

Etant donné que l'élévation de la température du volume v_e est fonction de la densité de l'énergie calorifique (W_e / Q_e) et si Q_{el} est constante, cette élévation de température peut être considérée comme fonction directe de la puissance W_{el} .

Examinons deux décharges à énergie effective constante, mais de durées différentes (t_d et t'_d). D'après la relation 3.3.1.3. - a, les puissances effectives moyennes de ces décharges seront W_{el} et W'_{el} .

Supposons connues les valeurs de v_v et Q_v de la décharge correspondant à la puissance W_e . Connaissant la valeur de l'énergie calorifique totale cédée à l'électrode et le volume total de matière enlevée par cette décharge v_e , on peut calculer les valeurs de Q_f et Q_{ch} , comme exposé plus haut.

Portons sur l'axe des abscisses du graphique Fig. 3.3.1.3. - 2 les valeurs de Q_{ch} , Q_f et Q_v (leur somme représentera l'énergie calorifique totale Q_e cédée à l'électrode). Sur l'axe des ordonnées, portons la puissance W_e correspondant à la durée t_d de cette décharge.

Elevons aux points a et b des perpendiculaires à l'axe des abscisses jusqu'à leur intersection avec la droite l de pente $W_e / Q_e = 1 / t_d$.

Les longueurs $a a'$ et $b b'$ de ces perpendiculaires seront alors proportionnelles aux températures d'ébullition et de fusion du matériau de l'électrode. En portant ces températures sur l'axe des ordonnées, on établira une échelle de températures théoriques maximales T_t de la tache.

Examinons maintenant une autre décharge de la même énergie, mais d'une durée t_d' plus grande. Elle sera caractérisée par la droite 2 de la pente $W_e' / Q_e = 1 / t_d'$. Pour déterminer les valeurs de Q_{ch} , Q_f et Q_v de cette nouvelle décharge, baissions à partir des points c' et d' de l'intersection de la droite 2 avec les ordonnées des températures d'ébullition (T_v) et celle de la fusion (T_f) du matériau de l'électrode des perpendiculaires sur l'axe des abscisses ($c' c$ et $d' d$). Les abscisses $O d$, $d c$ et $c Q_e$ représenteront les valeurs de l'énergie calorifique utilisées pour l'échauffement (Q_{ch}), la fusion (Q_f) et l'évaporation (Q_v) des volumes correspondants v_{ch} , v_f et v_v .

Ainsi, le graphique de la figure 3.3.1.3. - 2 permet de déterminer, pour chaque durée de la décharge de l'énergie constante A_e , les valeurs de l'énergie calorifique Q_{ch} , Q_f et Q_v . Connaissant les caractéristiques du matériau de l'électrode, on peut calculer les volumes correspondants v_{ch} , v_f et v_v .

Il faut, toutefois, rappeler que, dans ces calculs, on part de l'hypothèse d'un apport régulier de l'énergie calorifique pendant toute la durée t_d de la décharge. En réalité, cet apport n'est pas régulier. Il varie au cours de la décharge en fonction de la variation de la puissance effective de celle-ci qui, à son tour, dépend de la forme du courant et de la tension de la décharge.

La figure 3.3.1.3. - 3 montre les courbes de la tension, du courant et de la puissance effective correspondant aux deux décharges de même énergie et de même durée. L'une (lignes pleines) est réalisée à travers un circuit ayant une résistance relativement importante, mais une faible self-inductance. L'autre (lignes en pointillé) correspond à un circuit de faible résistance, mais ayant une self-inductance plus importante.

Dans le premier cas, l'apport de l'énergie calorifique est plus grand au début de la décharge. Dans le deuxième cas, cet apport est plus régulier.

De ce fait, même dans les décharges d'une énergie et d'une puissance constantes (par conséquent, de même durée), le rapport des valeurs de l'énergie calorifique utilisées à l'échauffement, à la fusion et à l'évaporation du matériau de l'électrode se trouve sensiblement modifié.

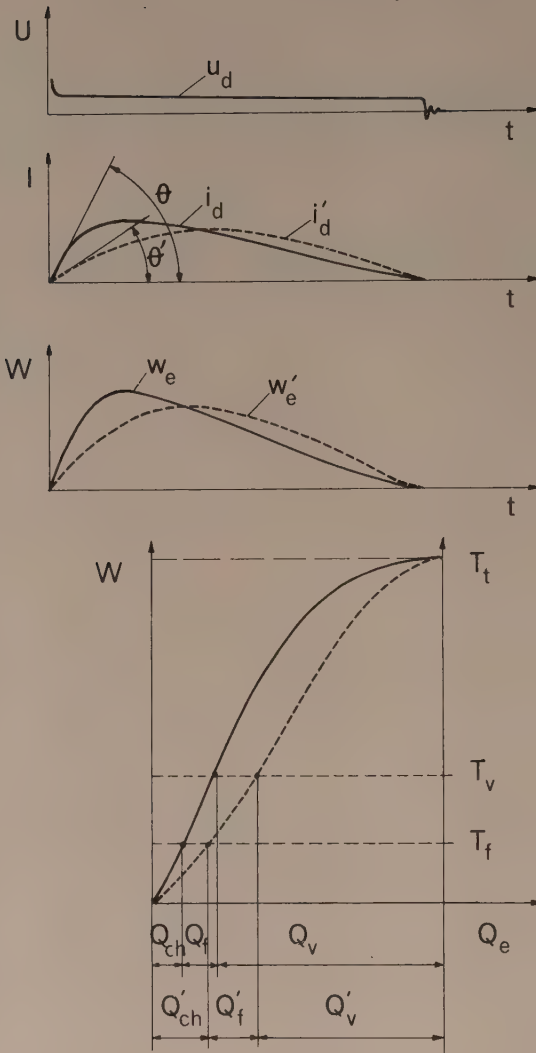


Fig. 3.3.1.3. - 3.

Représentation graphique réelle de la quantité d'énergie calorifique utilisée à l'échauffement, la fusion et l'évaporation de la matière de l'électrode dans deux cas de décharges de même durée, mais de forme de courant différente.

Ainsi, dans le cas où le front d'attaque du courant de la décharge est plus raide (angle θ), les valeurs de Q_{ch} et Q_f sont nettement inférieures à celles correspondant à une décharge caractérisée par une pente d'attaque du courant plus douce (angle θ'). La valeur de Q_v subit, bien entendu, une influence contraire.

L'expérience de la technique de l'électro-érosion confirme ce fait. Un courant de décharge à front d'attaque raide, en diminuant les volumes de matière échauffée et fondue, augmente (pour la même durée de la décharge) le volume de matière évaporée. Il s'en suit une légère baisse du volume de matière enlevée sur la pièce et une augmentation de l'usure de l'électrode-outil. Par contre, l'insertion d'une self-inductance dans le circuit de décharge diminue la quantité de matière évaporée sur les deux électrodes et baisse ainsi l'usure de l'électrode-outil. Dans ce dernier cas, les résidus d'usinage se présentent sous forme de sphérules de diamètre plus grand, car elles résultent d'une condensation de matière à partir de l'état liquide et non gazeux. On appelle souvent ce type d'usinage par "enlèvement de matière par gouttelettes".

3.3.2. Influence de la différence de température des taches sur l'effet hydro-dynamique de la décharge :

L'hypothèse exposée au paragraphe 2.3.1.3. concernant l'influence de la différence de température des taches anodique et cathodique sur l'effet hydro-dynamique de la décharge peut être appuyée par l'observation des cratères.

Examinons pour cela les cratères résultant des décharges entre des électrodes de mêmes matériaux, mais présentant différents rapports de température des taches anodique et cathodique comme l'indique la figure 3.3.2. - 1. (voir aussi Fig. A - 2 en annexe).

L'observation des cratères, produits par une décharge (*) entre deux électrodes en acier, montre que les cratères anodiques présentent une surface excavée assez rugueuse. Ils sont entourés de petits bourrelets en forme de gouttelettes de métal fondu et rapidement solidifié au contact du métal plus froid autour des cratères. Les gouttelettes solidifiées attestent la présence de forces de nature mécanique éjectant le métal du fond des cratères. La forme générale des cratères anodiques rappelle celle des cuvettes d'un pourtour relativement régulier. La profondeur maximale des cratères coïncide généralement assez bien avec leur centre (voir profilogramme fig. 3.2.1.3. - 2 et 3.2.3.2. - 3).

(*) Dans cette expérience, tous les cratères résultent de décharges de la plus courte durée possible, afin d'avoir dans tous les cas les mêmes conditions (même type de décharge) et exclue ainsi toute influence de la durée de l'impulsion sur l'échauffement des électrodes.

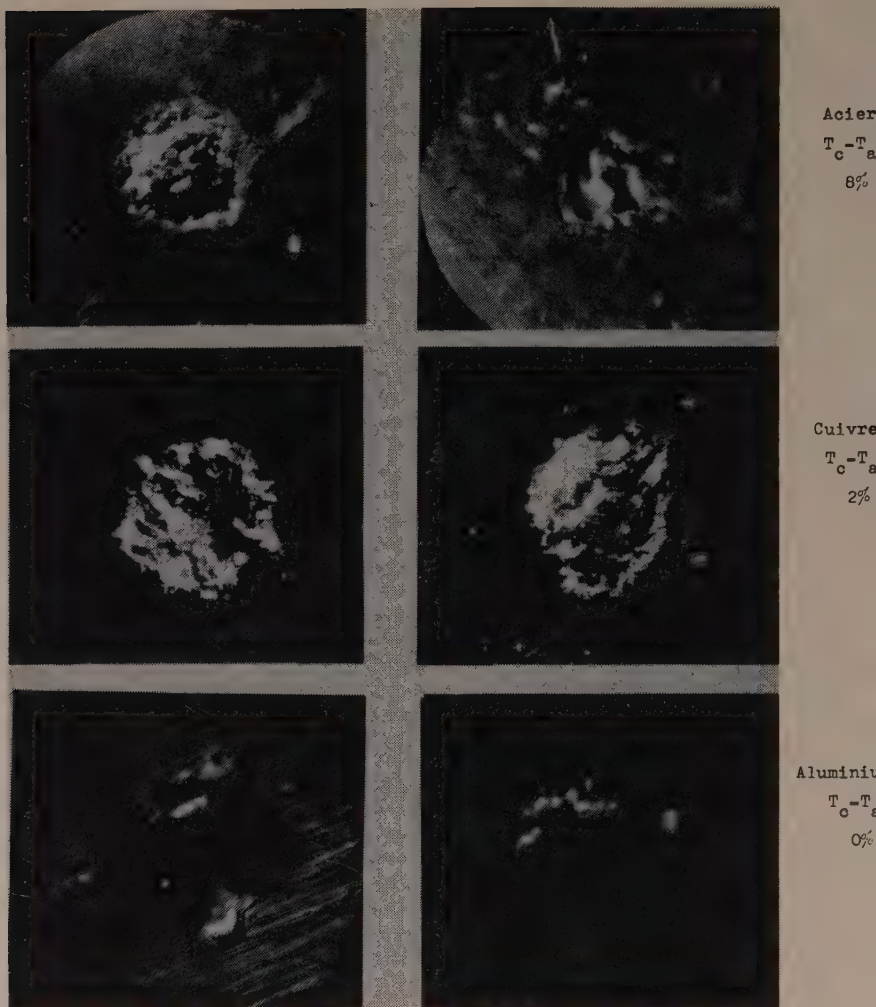


Fig. 3.3.2. - 1.

Cratères produits par une décharge de courte durée entre des électrodes de même matériau, mais présentant un rapport différent de température des taches anodique et cathodique.

Par contre, les cratères cathodiques portent tous des traces de matière fondue (et non éjectée) sur toute leur surface. On voit souvent des proéminences sortant du fond de ces cratères cathodiques (voir aussi les profilogrammes Fig. 3.2.3.2. - 1 et 3.2.3.2. - 3).

Dans certains de ces cratères, on remarque l'existence d'une ou de plusieurs petites cuvettes (Fig. A - 2 en annexe), autour desquelles la matière fondue semble être seulement légèrement refoulée et ne porte pratiquement pas

pas de traces d'une éjection forcée, comme dans le cas des cratères anodiques.

Il ressort de cette comparaison que les cratères cathodiques portent beaucoup moins de traces d'un choc mécanique que les cratères anodiques et ceci, indépendamment de l'énergie des décharges (voir Fig. A - 2 de l'annexe montrant les cratères résultant des décharges dont l'énergie variait de $5 \cdot 10^{-3}$ à $5 \cdot 10^{-1}$ Joule).

Si l'on effectue des décharges de même type (même durée de l'impulsion entre deux électrodes en cuivre, dont la température des taches ne diffère que de 2,5% (2200°C pour la cathode et 2250°C pour l'anode), les cratères anodiques et cathodiques n'accusent que très peu de différence dans leur aspect (figure 3.3.2. - 1 et profilogramme Fig. 3.2.3.1. - 3).

Cette différence disparaît complètement dans le cas des électrodes en aluminium (Fig. 3.3.2. - 1 et Fig. A - 4 de l'annexe). En effet, ici, la température des taches est la même (3400°C pour les deux électrodes)^(*). L'effet d'un choc hydro-dynamique dans ce cas semble être régulièrement réparti entre les deux électrodes. De ce fait, la puissance de ce choc sur chacune des électrodes est moindre et l'on retrouve des traces de métal fondu dans les deux cratères.

(*) Un cas relativement rare, car, comme il ressort du tableau du paragraphe 2.1.2., la plupart des matériaux utilisés comme électrodes montrent nettement cette différence de température.

3.3.3. Comparaison entre l'électro-érosion et
l'effet électro-hydraulique :

L'effet électro-hydraulique résulte d'une décharge à très haute tension (dizaines ou centaines de kilovolts) à énergie élevée (dizaines de Joules) et produite entre des électrodes espacées de quelques centimètres. Il est dû à l'existence d'une onde de choc hydraulique d'autant plus violente que l'impulsion de courant est élevée et que sa durée est courte.

Dans le cas de l'électro-érosion (tensions de décharges de quelques dizaines ou centaines de volts), où les électrodes sont séparées par une fraction de millimètre, il existe également une onde de choc. Des prises de vues accélérées le confirment /12/.

Youtkine /24/ attribue l'absence d'usure des électrodes dans l'effet électro-hydraulique à l'écartement des électrodes qui permet une meilleure évacuation de la chaleur. Nous pensons que cet écartement empêche la focalisation précise de l'énergie hydraulique sur les électrodes contrairement à ce qui se passe pour l'électro-érosion.

Dans la pratique de l'électro-érosion, on constate également une moindre usure des électrodes, si l'on augmente la tension des décharges au-delà de 200 ou 500 volts, car la distance croît également.

Malgré une très faible distance entre les électrodes (quelques centièmes ou, au plus, quelques dixièmes de mm), l'existence d'un choc hydraulique dans l'électro-érosion semble être prouvé par les profils caractéristiques des cratères (paragraphe 3.2.4.), par les mesures de pression instantanée sur les électrodes pendant la décharge /16/ et enfin par le phénomène de l'éjection de la matière enlevée sur les électrodes. Dans l'usinage par électro-érosion, cette éjection des résidus d'usinage est un facteur d'importance capitale. Il permet leur évacuation rapide hors de la zone d'usinage et, par suite, rend le processus stable et régulier.

D'après les recherches effectuées sur l'effet électro-hydraulique, le canal de la décharge est caractérisé par de nombreux embranchements /24/. L'observation des cratères produits par électro-érosion semble indiquer au contraire l'existence d'un seul canal de décharge. Toutefois, on constate l'apparition accidentelle de petits cratères à côté du cratère principal. Ceci pourrait provenir d'un embranchement du canal de décharge, même dans le cas où les électrodes sont très rapprochées.

Suivant Youtkine /24/, dans l'effet électro-hydraulique, 60 à 70% de l'énergie de la décharge sont transformés en énergie de choc hydraulique. L'énergie absorbée par "l'ionisation" du canal de la décharge est estimée à 10% au maximum. Restent 20 ou 30 % de l'énergie dissipée dans les effets secondaires : rayonnements thermiques, ultra-violets, acoustiques, ultra-sonores, etc...

Toutefois, malgré une différence apparente des deux procédés, leur comparaison permet de faire quelques remarques.

Si l'on considère l'effet électro-hydraulique comme un cas extrême, c'est-à-dire, une décharge entre des électrodes très éloignées, l'autre cas extrême est une décharge entre deux électrodes se trouvant à une très faible distance, par exemple de l'ordre du micron.

Dans le premier cas, la majeure partie de l'énergie électrique de la décharge est dissipée pour échauffer et vaporiser le liquide entourant le canal de la décharge. Dans le second cas, une plus grande proportion de chaleur sert à échauffer les deux électrodes.

Il n'existe pas de seuil déterminé marquant la limite entre les deux processus. Lorsque l'espace inter-électrodes augmente, les effets mécaniques de la décharge évoluent d'une manière progressive.

A partir de ces remarques, on peut prévoir l'existence de deux domaines de travail différents, celui de l'érosion et celui de l'effet électro-hydraulique. Le premier (faible valeur de δ) est caractérisé par les effets combinés de l'échauffement des surfaces des électrodes et du choc hydraulique qui conditionnent l'érosion. Quant au deuxième domaine (valeur élevée de δ), il est caractérisé par la prédominance de l'effet de l'onde de pression. La zone intermédiaire n'a pas, jusqu'à présent, semblé présenter d'intérêt technique ou industriel.

3.3.4. Définition d'un modèle de l'électro-érosion :

A partir des résultats précédents, il est possible de proposer un modèle du phénomène d'électro-érosion. Il permet d'interpréter assez bien l'évolution de l'érosion en fonction des divers paramètres de la décharge.

Ce modèle peut être défini comme suit.

Sans entrer dans les détails de l'amorçage de la décharge dans un liquide diélectrique, correspondant au stade de la chute brutale de la tension et de la formation rapide du canal, considérons comme le début de la décharge le moment où le courant commence à croître en suivant la courbe caractéristique décrite au paragraphe 3.2.2.2..

A cause de la haute température du canal de la décharge, un certain volume du liquide s'évapore en formant une cavité gazeuse autour de ce canal.

Une partie de l'énergie calorifique du courant est ainsi cédée au liquide. Elle se transforme en énergie cinétique du liquide avec création d'une onde de choc, et en énergie potentielle de pression.

La cavité gazeuse grossit rapidement en fonction de l'apport d'énergie calorifique. A la fin de la décharge, la cavité implose sur les surfaces des électrodes. Son énergie potentielle de pression se transforme alors en énergie cinétique du liquide concentrée sur les taches de la décharge et produit, à ces endroits, des cratères caractéristiques.

Cette suite de transformations de l'énergie électrique représente le facteur essentiel caractérisant les effets mécaniques d'une décharge dans un milieu diélectrique liquide.

En même temps, dès le début de la décharge, la grande densité du courant provoque par effet Joule une élévation importante de température au niveau des taches anodique et cathodique. L'énergie calorifique, concentrée à ces endroits, fond et ramollit le matériau des électrodes. Un certain volume de ce matériau peut même être vaporisé.

De ce fait, les effets mécaniques de l'action hydro-dynamique de la décharge sont favorisés et le volume des cratères se trouve augmenté.

La figure 3.3.4. - 1 représente l'évolution du phénomène.

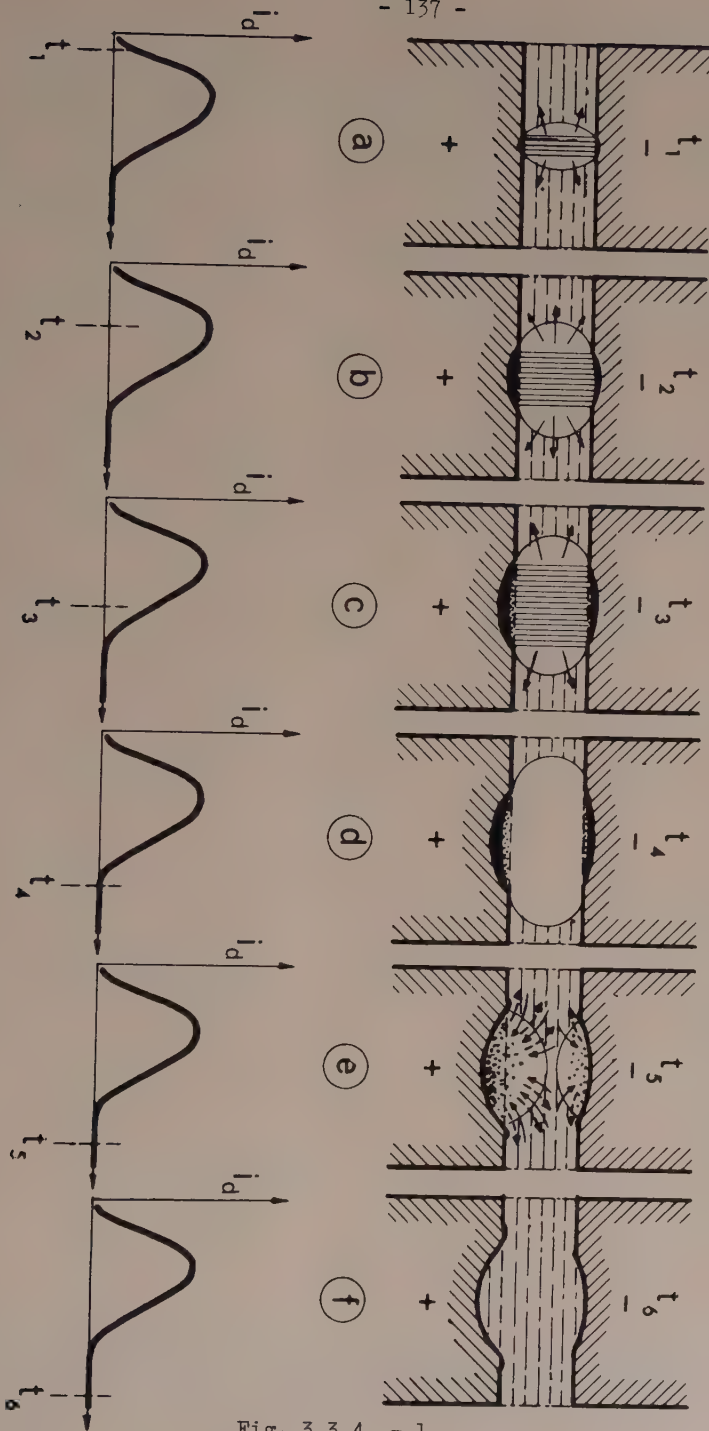


Fig. 3.3.4. - 1.

Schéma de l'évolution du phénomène de la décharge suivant la définition du modèle de l'électro-érosion.

3.3.5. Le mécanisme de l'éjection du matériau des électrodes :

Jusqu'à présent, ce mécanisme n'a pas encore été expliqué d'une façon satisfaisante et les opinions à ce sujet étaient très divergentes. Certains chercheurs supposaient que l'éjection se produisait seulement après la décharge /13/. D'autres, par contre, affirmaient que l'éjection des particules métalliques peut être observée dès le début de l'impulsion du courant /12/, /17/. Toutefois, ni les uns ni les autres ne proposaient une explication suffisamment fondée quant à la nature des forces mécaniques provoquant cette éjection^(*).

Le modèle d'érosion électrique décrit ci-dessus peut également fournir une explication du mécanisme de l'éjection du matériau enlevé aux électrodes.

Lorsque le courant atteint son intensité maximale, la température des taches peut dépasser le point d'ébullition du matériau des électrodes. Il se produit alors la vaporisation d'un certain volume de métal des taches. Ces vapeurs métalliques se répandent dans la cavité gazeuse et évoluent avec elle.

L'expérience montre que, dans ce cas, les sphérules métalliques sont projetées hors de la zone de décharge. On peut expliquer ce phénomène en faisant intervenir "l'effet fusée". En se condensant, au contact du liquide froid, les microbulles de vapeur métallique accélèrent et entraînent la projection des sphérules métalliques solidifiées /3/.

A la fin de l'impulsion du courant, les surfaces des taches sont généralement à l'état de fusion. L'implosion de la cavité gazeuse, provoquant la focalisation de l'énergie cinétique de microjets, (voir paragraphe 2.3.1.3.) produit un puissant choc concentré qui expulse le matériau liquéfié ou pâteux des taches. Les gouttelettes de ce matériau, en se solidifiant au contact du liquide environnant, prennent la forme de sphérules de dimensions variables (voir paragraphe 3.2.6.).

(*) Le mécanisme de l'éjection de matière enlevée aux électrodes a une grande importance pour la technique de l'usinage par électro-érosion, car il est lié au problème d'évacuation des résidus d'usinage et conditionne, dans une certaine mesure, le rendement de l'usinage.

3.3.6. Influence de la polarité des décharges sur l'usure relative des électrodes.

L'influence de la polarité des décharges sur l'usure des deux électrodes, communément appelée "effet de polarité", se manifeste par une usure prédominante de l'une des électrodes.

Ce phénomène a été interprété très différemment (voir paragraphes 1.1. et 1.2.). Il trouve maintenant, à la lumière de la présente étude, une interprétation plus cohérente (*).

Suivant une opinion généralement acceptée, "l'effet de polarité" dépend beaucoup de l'unipolarité de la décharge. D'après cette opinion, une décharge oscillante masque cet effet, tandis qu'une décharge strictement "unipolaire" ou apériodique est une condition favorable pour l'augmenter.

Nos expériences ont justifié, dans une certaine mesure, cette opinion, mais ont démontré que le rapport d'usure ou de perte de poids relative des deux électrodes ne dépend que partiellement de l'unipolarité de la décharge. Ainsi, le rapport P_c / P_a d'une décharge oscillante (diagramme de la figure 3.2.4.2. - 2) étant de 55%, la même décharge à énergie identique rendue apériodique mais, comme la précédente, d'une durée assez courte, a donné 50%. Dans les deux cas, les électrodes sont en cuivre et le milieu diélectrique est le pétrole.

Ceci s'explique par le fait que, même dans une décharge oscillante, l'effet de polarité est assez marqué. En effet, les arches impaires de l'oscillation du courant sont toujours plus importantes que les arches paires qui les suivent (voir diagramme des fig. 2.2.1. - 1, 3.2.2.1. - 1 et 3.2.2.1. - 2). Il fallait donc rechercher la cause de "l'effet de polarité" dans une autre direction. Nous pensons que la température des taches et la dissipation de l'énergie calorifique sur les taches anodique et cathodique jouent, dans cet effet, un rôle prépondérant. Autrement dit, il semblerait que ce soit la différence de la densité de l'énergie calorifique sur les taches anodique et cathodique qui soit à l'origine de "l'effet de polarité".

(*) Ce problème présente un intérêt tout particulier pour la technique de l'électro-érosion, car le taux d'usure de l'électrode-outil détermine la précision et la reproductivité de l'usinage, c'est-à-dire, le nombre d'électrodes nécessaires pour une opération donnée et la possibilité de reproduire des formes usinées identiques. La difficulté de la suppression de cette usure était un des handicaps majeurs dans le développement de la technique de l'électro-érosion.

En effet, l'observation des profilogrammes des cratères anodique et cathodique (Fig. 3.2.3.2. - 1) produits par des décharges de courte durée et, par conséquent, avec une grande concentration de l'énergie calorifique, montre que les diamètres des cratères anodiques sont légèrement supérieurs à ceux des cratères cathodiques. Les diagrammes de la figure 3.2.3.2. - 4 cumulent ces observations.

En supposant que la surface du cratère corresponde approximativement à la surface de la tache, on peut déduire que l'intensité du courant est inversement proportionnelle aux surfaces des taches. L'analyse du diagramme fig. 3.2.3.2. - 4 montre que la différence entre les diamètres anodique et cathodique des cratères résultant des décharges produites sous une tension allant de 100 à 1000 volts, varie approximativement dans les limites de 45 à 20%. Or, l'expérience montre que l'usure de la cathode par rapport à l'anode (v_c / v_a), dans ce type de décharge, varie sensiblement dans les mêmes proportions, c'est-à-dire, entre 40 et 80%.

Ainsi, dans les décharges de courte durée, correspondant à une grande concentration de l'énergie calorifique et, par conséquent, à une température très élevée des taches, la presque totalité de matière enlevée sur les électrodes se trouve évaporée. De ce fait, la différence des températures des taches ne joue pratiquement pas de rôle et le volume des cratères anodique et cathodique correspond assez sensiblement aux surfaces des taches. L'effet hydro-dynamique, dans ce cas, ne joue qu'un rôle complémentaire et accentue peu la différence de l'usure des deux électrodes.

3.3.7. Variation et inversion de l'effet de polarité des décharges:

En augmentant la durée de la décharge, l'intensité du courant baisse, entraînant une baisse de température sur les taches. Comme le montrent les calculs des paragraphes 2.3.1.2. et 3.3.2.1., le volume du métal vaporisé sur les électrodes diminue et devient négligeable par rapport au volume fondu.

Si la température des taches baisse en dessous de la température d'ébullition du matériau des électrodes, tout le volume des cratères se trouve en état de fusion.

D'autre part, l'observation des cratères (Fig. 3.2.3.3. - 2) montre qu'avec l'augmentation de la durée de la décharge, la différence entre les diamètres des cratères anodique et cathodique s'accroît, ce qui augmente, dans

une certaine mesure, l'effet de polarité (voir diagramme Fig. 3.2.4.2. - 2). Pour plus de commodité, appelons cet effet de polarité positif.

Si l'on continue à augmenter la durée des décharges, dans certaines conditions, correspondant à une durée déterminée, le rapport d'usure cathode/anode s'inverse. Le volume de matière enlevée sur l'anode, qui était dominant jusque là, diminue et tend vers une valeur proche de 0, tandis que le volume de matière enlevée sur la cathode augmente.

L'analyse des conditions dans lesquelles se produit cette inversion montre :

1) La tension des décharges (u_d), qui, dans les impulsions de courte durée, est généralement de l'ordre de 30 à 40 volts, baisse à environ 20 volts et même en dessous. Le courant commence à osciller à une fréquence assez élevée et il s'établit un régime de décharge semblable à celui d'un arc à basse tension.

2) La densité maximale du courant sur les taches (i_m) baisse à une valeur de 3000 A/cm² environ (*). La densité de l'énergie calorifique sur ces taches baisse également. Traduite en température, cette dernière correspond approximativement à la température de fusion du matériau des électrodes (1500 à 2000°C dans le cas des électrodes en cuivre).

3) L'expérience montre que dans ces conditions, la surface de l'anode se couvre d'une fine pellicule noire, composée en majeure partie de carbone /14/. La surface de la cathode, par contre, ne porte aucune trace de dépôt ou d'inclusion de matière étrangère. Une analyse de la structure et des propriétés de cette pellicule montre que sa composition peut être assimilée au graphite.

Les photographies de la Fig. 3.3.7. - 1 a, b, c, d, montrent la formation progressive de la pellicule sur la surface de l'anode en fonction du type de décharge (en fonction de sa durée, dans le cas de notre expérience).

Dans cette expérience, nous avons usiné des plaques de cuivre servant alternativement d'anode et de cathode, avec une électrode-outil, également en cuivre, en forme de tige de 4 mm de diamètre. Nous avons utilisé le pétrole comme liquide diélectrique. Dans chacune de ces expériences, tous les paramètres des décharges et leur durée sont identiques pour l'usinage de l'anode et de la cathode.

(*) Dans les décharges de courte durée, la densité maximale du courant sur les taches peut atteindre 50,000 A/cm² et même plus.

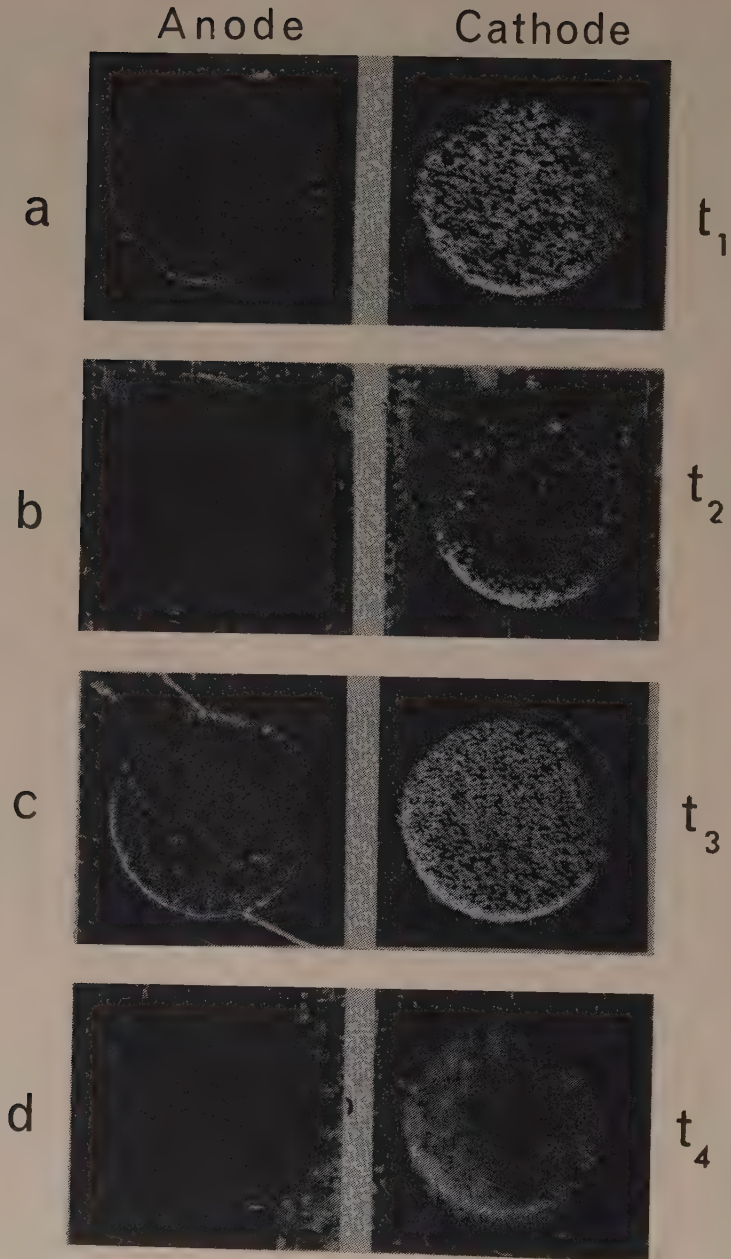


Fig. 3.3.7. - 1.

Formation de la pellicule de graphite sur la surface de l'anode en fonction de la durée de la décharge.

La photographie (a) représente une formation incomplète de la pellicule de graphite sur l'anode. Le type des décharges, correspondant à une durée déterminée de celles-ci, est marqué par t_2 sur le diagramme de la figure 3.3.7.-1. Comme on le voit, ce type de décharges produit la même usure des deux électrodes. La pellicule, incomplètement formée sur l'anode, semble équilibrer cette usure relative.

La photographie (b) correspond aux types de décharges t_3 . La pellicule de graphite recouvre presque complètement la surface de l'anode et l'usure de celle-ci est extrêmement faible.

Dans les deux cas, l'énergie effective des décharges est de 10^{-2} Joule environ. Dans l'expérience (c) les surfaces sont usinées à un régime plus fin (10^{-3} Joule). Les décharges correspondent au type t_1 . La formation de la pellicule est très peu marquée.

Enfin, (d) montre les surfaces anodique et cathodique résultant d'un usinage au régime très fin (10^{-5} Joule), réalisé avec des décharges du type t_4 . La pellicule de graphite recouvre complètement la surface de l'anode, qui ne présente aucune usure. La surface de la cathode est d'une très bonne qualité mécanique (rugosité en dessous de $1\text{ }\mu\text{m}$ en valeur moyenne quadratique).

Sur la base de ces observations, on peut proposer l'hypothèse suivante pour expliquer le phénomène de l'inversion de l'effet de polarité des décharges.

Le passage prolongé du courant dans l'espace inter-électrodes produit, par pyrolyse, la décomposition chimique du liquide diélectrique (un hydrocarbure). L'hydrogène, dégagé par ce processus, se joint aux vapeurs de la cavité gazeuse et, vraisemblablement, évolue avec elle. Le carbone se trouve à l'état de particules solides, car sa température de sublimation, qui est de 3500°C , est inférieure à la température des taches dans ce type de décharges.

Si la densité du courant sur les taches est grande et si la température de la tache anodique est plus élevée que la température de sublimation du carbone, la pellicule ou bien ne peut pas se former, ou bien se détruit complètement à chaque décharge. Si la densité du courant est plus faible et si la température de la tache anodique est inférieure à la température de sublimation du carbone, la pellicule ne se détruit que partiellement se reconstitue ensuite. Si la densité du courant est encore plus faible, il se produit un excès de dépôt de graphite, comme le montre la photographie de la figure 3.3.7. - 1 d.

Le recouvrement plus ou moins complet de la surface de l'anode par cette "pellicule protectrice" est donc dû à un équilibre entre le processus de sa formation et celui de sa destruction.

De plus, étant donné que la chaleur spécifique du graphite (0,4 cal./gr./ °C) est 4,3 fois supérieure à celle du cuivre (0,082 cal./gr./ °C), et que la chaleur latente d'évaporation du graphite (11000 cal./gr.) est environ 10 fois supérieure à celle du cuivre (~ 1140 cal./gr.), la pellicule de graphite absorbe une quantité notable d'énergie calorifique et réduit ainsi sensiblement la température de la tache anodique, ce qui protège encore davantage l'électrode.

Pour montrer l'importance de ce phénomène, prenons l'exemple de la décharge décrite au paragraphe 3.3.1.2.. Dans cette décharge, correspondant au type t_4 (photographie d , Fig. 3.3.7. - 1), la pellicule de graphite a une épaisseur de 0,03 mm environ. Si elle recouvre complètement la tache anodique, elle a un volume de $6,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$ et sa masse est de $15 \cdot 10^{-6} \text{ gr.}$ La chaleur spécifique de sublimation du graphite étant environ de 11000 cal./gr., la quantité d'énergie calorifique nécessaire pour évaporer cette couche serait de :

$$Q_v(\text{graph}) = 15 \cdot 10^{-6} \cdot 11 \cdot 10^3 - 16,5 \cdot 10^{-3} \text{ cal.}$$

La dissipation de cette énergie baisse la température de la tache anodique dans une proportion très considérable et la réduit facilement à une valeur d'en dessous du point de fusion du matériau de l'électrode.

Dans le cas de décharges de très courte durée, correspondant à une température des taches très élevée, la couche de graphite ne peut pas se former et si même on supposait son existence, la dissipation de l'énergie nécessaire à sa sublimation serait insuffisante pour modifier sensiblement les autres effets thermiques du courant (évaporation et fusion de la matière de l'électrode).

Le phénomène apparaît très différemment dans le cas de décharges de longue durée où la température de quelques 1000 à 1500°C modifie complètement la situation. La surface de l'anode peut rester à une température inférieure à la température de fusion, tandis que les taches cathodiques seront en état de fusion. Ceci explique l'absence de l'usure de l'anode dans ces conditions (*).

(*) Dans cet exemple, qui ne donne qu'une valeur approximative de l'énergie absorbée par la sublimation de la couche de graphite, nous ne voudrions que montrer l'ordre de grandeur de cette énergie par rapport à l'énergie globale de la décharge.

3.3.8. Evolution du phénomène :

Reprenons maintenant le diagramme de la Fig. 3.3.1.2. - 1, représentant les volumes de matière enlevée aux électrodes par les décharges de même énergie, mais en fonction de leur durée.

Si l'on fait figurer sur le même diagramme les résultats des observations et des calculs des paragraphes précédents, on peut voir l'évolution du phénomène dans son ensemble et déceler les divers facteurs déterminant les effets mécaniques des décharges qui, sans cette analyse combinée (expérimentale et théorique) resterait masquée par l'effet global de la décharge.

L'exemple d'une telle analyse est donné par les diagrammes de la figure 3.3.8. - 1. Ici, nous avons représenté, d'une part, les courbes expérimentales de volumes des cratères anodiques et cathodiques (v_a et v_o) en fonction de la durée t_d (pour plus de clarté nous avons représenté séparément les courbes relatives à l'anode et à la cathode) et, d'autre part, les courbes suivantes, résultant des calculs théoriques :

- la puissance moyenne effective des décharges ($W_e = \frac{A_e}{t_d}$).
- la concentration de l'énergie calorifique sur les taches traduites en élévation théorique de la température moyenne des volumes de matière maximale sur la surface des taches anodiques et cathodiques T_t .

Nous avons également porté sur ce diagramme l'état de recouvrement de l'anode par la pellicule de graphite. Son recouvrement total (correspondant approximativement à la durée t_4 de la Fig. 3.3.7. - 1 d) est symbolisé par 100%.

Toutes les courbes sont relatives à une énergie effective des décharges (A_e) constante et égale à $36 \cdot 10^{-2}$ Joule. Pour simplifier les calculs, nous avons supposé que l'énergie dissipée sur chaque électrode est égale à la moitié de l'énergie effective totale de la décharge ($\frac{1}{2} A_e$).

La chute de température de la tache anodique provoque une concentration de l'implosion de la cavité gazeuse sur la surface de la cathode qui, de ce fait, subit une usure encore plus grande.

L'utilisation, dans ces types de décharges, des électrodes-outils en matériaux graphités (comme, par exemple, en fonte à haute teneur en carbone) ou directement en graphite, peut, dans certains cas, encore accentuer cet effet.

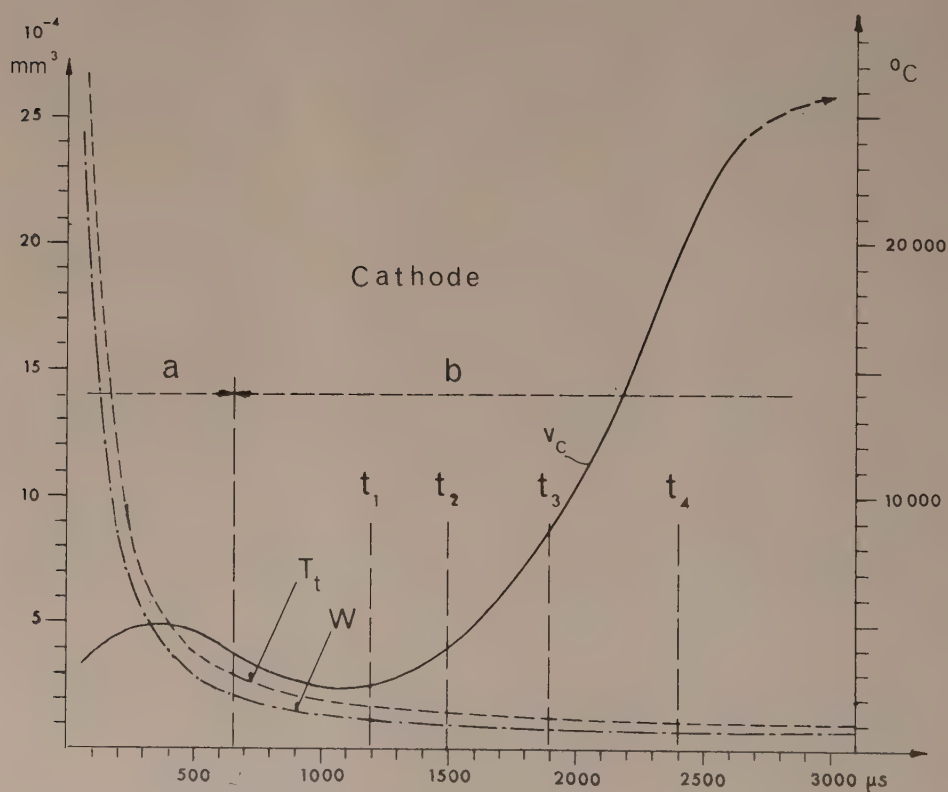
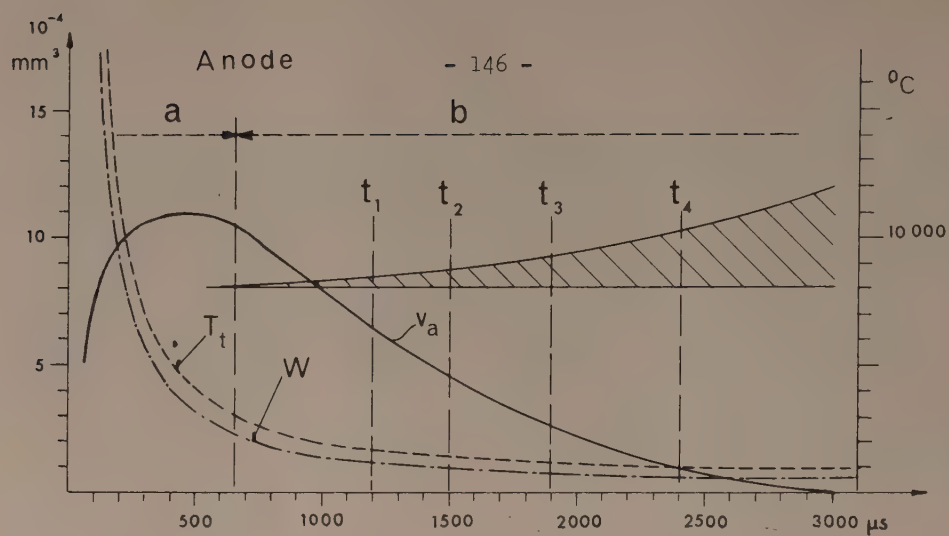


Fig. 3.3.8. - 1.

Analyse graphique combinée de perte de matière sur l'anode et la cathode en fonction de la durée de la décharge.

Comme le montrent les photographies de la Fig. 3.3.7. - 1, cette évolution du phénomène d'érosion électrique est indépendant de la valeur énergétique des décharges (A_e). En effet, les types de décharges (t_1 , t_2 , etc...) ne dépendent que du degré de la concentration de l'énergie calorifique sur les taches des deux électrodes. Par conséquent, le point d'inversion de l'effet de polarité correspond aux conditions particulières résultant du rapport des propriétés des matériaux des électrodes, ainsi que de la composition chimique du liquide diélectrique.

3.3.9. Interprétation de certains types d'usinage par électro-érosion au moyen du modèle proposé :

Jusqu'à présent, le choix du type de décharges dans l'usinage par électro-érosion était purement empirique. En donnant une meilleure connaissance du phénomène d'érosion, le modèle permet de tenir compte des différents paramètres qui existent pour fixer les conditions de travail.

a) Impulsions de courte durée.

Ces impulsions sont caractérisées par une évaporation du métal des électrodes, ce qui est un effet dominant des décharges de ce type. Un faible volume du métal est réduit à l'état de fusion, par conséquent, l'effet hydrodynamique devient moins efficace; d'où un plus faible volume de métal est enlevé aux électrodes et l'effet de polarité est peu marqué. Du point de vue énergétique, ces décharges sont, en principe, moins rentables car une grande partie de leur énergie est utilisée pour la vaporisation du matériau des électrodes.

Toutefois, les décharges de courte durée (oscillantes ou apériodiques) conviennent dans des cas où une pénétration en profondeur de l'échauffement des matériaux usinés risque d'altérer la structure de la couche usinée ou de la rendre fragile. Cela est en particulier important dans l'usinage des matériaux extra-durs ou frittés, comme par exemple, les aciers trempés, les carbures de tungstène, carbures de bore, etc... Un exemple de micro-structure des surfaces usinées par des décharges de ce type est donné sur la Fig. A - 1 (annexe). On ne constate ici aucune altération structurale de l'acier, même au régime d'ébauche. On observe seulement l'apparition de la "couche blanche" d'une grande dureté, caractéristique de ce type de décharge.

b) Impulsions de longue durée.

Ces impulsions sont, par contre, caractérisées par le fait que la majeure partie du matériau des électrodes sur les taches de la décharge se trouve à l'état de fusion. L'effet hydro-dynamique joue, dans ce cas, un rôle déterminant dans la formation des cratères et dans l'éjection de la matière.

Etant donné une meilleure utilisation de l'énergie des décharges par effet Joule sur les électrodes (fusion au lieu d'évaporation) d'une part, et les conditions favorables pour la manifestation de l'effet hydro-dynamique (implosion de la bulle sur la surface d'un volume important de matière en fusion) d'autre part, le volume de matière enlevée sur les électrodes est sensiblement accru. En outre, l'effet de polarité est notablement accentué (voir paragraphe 3.3.4.2.), le rapport P_c / P_a tend vers 0.

Les décharges de longue durée peuvent être appliquées avec succès dans tous les cas où la pénétration de l'échauffement dans la couche usinée ne présente pas de danger de fragilisation de cette couche et où une certaine altération de la structure cristalline du matériau peut être tolérée.

L'expérience semble montrer que les effets de ces différents types d'impulsions érosives sont, toutes proportions gardées, les mêmes pour une vaste plage énergétique de décharges. En d'autres termes, ils ne dépendent pas de l'énergie absolue de la décharge ou des régimes d'usinage^(*).

En effet, comme nous l'avons vu, le facteur le plus important déterminant le type de la décharge est la concentration de l'énergie calorifique sur les taches anodique ou cathodique. Cette concentration, à son tour, est fonction de la densité du courant sur ces taches. Or, l'expérience montre que la section des cratères est fonction de l'énergie de la décharge (A_e) et non de l'intensité maximale du courant. Nous avons pu constater que pour un même type de décharge, la densité du courant sur les taches est la même quelle que soit l'énergie effective de ces décharges. Ceci est exact, en tout cas dans les limites des énergies utilisées dans l'usinage par électro-érosion, c'est-à-dire, entre quelques 10^{-4} Joule et plusieurs Joules.

(*) On appelle "régime d'usinage" dans la technique d'électro-érosion, la valeur énergétique des décharges individuelles produisant des cratères d'un certain volume. Les surfaces usinées résultent de la superposition de ces cratères, qui se recouvrent partiellement et déterminent la rugosité de la surface usinée. Ceci permet de lier le "régime d'usinage" à la rugosité de la surface obtenue.

c) Fréquence de répétition des décharges.

L'efficacité ou le rendement de l'usinage par électro-érosion est évalué par le volume de matière enlevée sur la pièce en un temps et pour un régime donnés. Cette efficacité dépend donc de la fréquence à laquelle se suivent les impulsions érosives.

Comme l'érosion électrique résulte de deux facteurs différents, l'effet thermique du courant sur les électrodes et l'effet hydro-dynamique, dont l'importance a été montrée par la présente étude, les conditions optimales d'érosion peuvent être atteintes lorsque ces deux facteurs sont exploités rationnellement.

Afin de réduire au minimum le "temps d'attente" ou la pause entre deux décharges consécutives, il faut que la fréquence de répétition des impulsions érosives soit la plus élevée possible. Mais, d'autre part, il faut que l'effet hydro-dynamique qui suit l'impulsion du courant puisse se manifester pleinement.

Il ressort de la présente étude que l'implosion de la cavité gazeuse joue un rôle particulièrement important. La durée de cette implosion, en fonction des paramètres de la décharge, peut être évaluée avec une approximation suffisante (voir paragraphe 2.3.1.3.). Mais le temps s'écoulant après la fin de l'impulsion du courant et le début de l'implosion est difficilement calculable. Il faut donc déterminer ce temps expérimentalement en tenant compte des conditions technologiques de l'usinage, telles que la nature du liquide diélectrique, le type de décharges utilisées, le matériau des électrodes, etc...

La pratique de l'électro-érosion montre qu'en augmentant la fréquence des décharges, on arrive à un maximum d'efficacité, après quoi l'on constate une baisse de rendement. Le modèle d'électro-érosion proposé peut permettre une étude plus efficace.

SYMBOLES ET ABREVIATIONS

=====

- A_n Energie nominale de la décharge (énergie accumulée dans le condensateur = $\frac{1}{2} C U^2$).
- A_e Energie effective ou travail effectué par la décharge dans l'espace inter-électrodes.
- A_o Energie d'oscillation du courant de décharge ($A = \frac{1}{2} I_d i_d^2$).
- $a_e(1) \dots a_e(n)$ Travail effectué par la décharge durant une demi-période d'oscillation du courant.
- $a_o(1) \dots a_o(n)$ Energie d'oscillation du courant au cours d'une demi-période.
- C Capacité du condensateur qui emmagasine l'énergie.
- $C_1 \dots C_n$ Condensateurs additionnels caractérisant le circuit de décharge.
- c_c Capacité calorifique du matériau de l'électrode.
- c_f Chaleur latente de fusion du matériau de l'électrode.
- c_v Chaleur latente de vaporisation du matériau de l'électrode.
- d_a, d_c Diamètres des cratères anodique et cathodique.
- E Intensité du champ électrique dans l'espace inter-électrodes.
- e Base de logarithmes naturels.
- f_d Fréquence de répétition des décharges.
- f_c Fréquence d'oscillation d'une décharge oscillante.
- h_a, h_c Profondeur maximale des cratères anodique et cathodique.
- h_t Profondeur de la pénétration de l'échauffement dans le matériau de l'électrode.
- i_d Courant de décharge.
- i_e Courant effectif de décharge (courant moyen de l'impulsion).
- i_m Courant maximal de la décharge.
- $i_m(1) \dots i_m(n)$ Intensités maximales du courant dans les oscillations successives.
- j Densité du courant sur la tache de la décharge.
- j_m Densité maximale du courant sur la tache de la décharge.
- k_t Coefficient de conductivité thermique du matériau de l'électrode.
- L_d Self-inductance du circuit de décharge.

- l_m Self-inductance parasite de la résistance de mesure.
- L_d Self-inductance additionnelle du circuit de décharge.
- O_i Oscilloscope - mesure de courant.
- O_u Oscilloscope - mesure de tension.
- P_a, P_c Perte de poids de l'anode et de la cathode après un certain nombre de décharges.
- p_a, p_c Perte de poids de l'anode et de la cathode résultant d'une seule décharge.
- p Pression du gaz ou du liquide.
- Q Energie calorifique.
- Q_e Energie calorifique cédée à l'électrode.
- Q_f Energie calorifique utilisée à la fusion d'un volume de matériau de l'électrode.
- Q_v Energie calorifique utilisée à la vaporisation d'un volume du matériau de l'électrode.
- q Charge d'espace dans l'espace inter-électrodes.
- R_c Résistance de charge du circuit d'alimentation.
- $R_1 \dots R_n$ Résistances additionnelles du circuit de décharge.
- R_t Résistance totale du circuit de décharge et de l'arc de la décharge.
- r_d Résistance totale du circuit de décharge (ligne de connexions).
- r_e Résistance équivalente de l'arc de la décharge.
- r_m Résistance de mesure (résistance du capteur de courant).
- S_c Section des cratères.
- T_s Concentration de l'énergie calorifique sur la tache de la décharge traduite en température.
- T_a Température ambiante.
- T_f Température de fusion du matériau de l'électrode.
- T_v Température d'ébullition du matériau de l'électrode.
- t_d Durée de la décharge.
- t_o Durée d'une arche d'oscillation du courant.
- U_o Tension de charge du condensateur.

$U_1 \dots U_n$ Tensions des oscillations successives du courant.

U_c Tension de claquage.

u_d Tension moyenne de la décharge.

V_a, V_c Perte de volume de l'anode et de la cathode après un certain nombre de décharges.

v_a, v_c Perte de volume de l'anode et de la cathode résultant d'une seule décharge.

V_f Volume du matériau fondu de l'électrode.

V_v Volume du matériau vaporisé de l'électrode.

Δ Décrément d'amortissement de l'oscillation du courant.

δ Distance inter-électrodes.

θ Angle de la pente d'accroissement du courant (pente à l'origine du courant de la décharge).

t_{im} Durée de l'implosion de la cavité gazeuse.

v_{im} Vitesse d'implosion de la cavité gazeuse.

V Potentiel dans l'espace inter-électrodes.

B I B L I O G R A P H I E

---:---:---:---:---:---:---:---

- /1/ K.J. SENATOROV : "Mesure de l'énergie dissipée dans l'espace inter-électrodes", Edition de l'Académie des Sciences de l'URSS, Moscou, 1957.
- /2/ J.A. PIERCE : "A proposed wattmeter using multielectrode tube", Proceedings of Institute of Radio Engineers, 1936, Vol. 24, April.
- /3/ L. CHINCHOLLE : Thèse de Doctorat 1967.
"Etude de l'écoulement d'une émulsion", Première Partie, "Etude théorique du mouvement d'une bulle", Effet fusée Pébulon, La Houille Blanche, No 5, 1967, Deuxième Partie, Application de l'Effet Fusée, No 2, 1968.
- /4/ E.M. WILLIAMS : "Theory of electrosark machining", Electrical Engineering, 1952.
- /5/ J. ADCOCK : "Electro-erosion machining", The Mashinist, Vol 97, No 30, 1953.
- /6/ S.L. MANDELSTAMM; S.M. RAISKY : "Le mécanisme de l'érosion électrique des métaux ", Publication de l'Académie des Sciences de l'URSS, Série Physique, No 5, 1949.
- /7/ B.N. ZOLOTYCH : "Les bases physiques de l'usinage des métaux par électro-érosion", Moscou, 1953.
- /8/ K. ALBINSKY : "Usinage des métaux par électro-érosion", Dunod, Paris, 1960.
- /9/ NEKRASHEVITCH et BAKOUTO : "Etat actuel des connaissances théoriques sur l'électro-érosion des métaux", Publication de l'Académie des Sciences de l'URSS, Moscou, 1963.
- /10/ G.V. SPIVAK : "La microscopie électronique de faible agrandissement en présence de gaz sous pression atmosphérique ou plus basse", Publication de l'Académie des Sciences de l'URSS, série Physique, Tome 15.
- /11/ L.S. PALATNIK : Thèse de doctorat, Université de Kharkov, 1952.
- /12/ B.N. ZOLOTYCH : "La nature physique de l'usinage des métaux par électro-érosion", Publication de l'Académie des Sciences de l'URSS, Moscou, 1957.

- /13/ B.R. LAZARENKO : "Problèmes de l'usinage électrique des métaux", Publication de l'Académie des Sciences de l'URSS, 1962.
- /14/ A.S. SINGERMAN : "Les bases physiques de la technologie de l'usinage des métaux par électro-érosion", Nouvelles Méthodes d'usinage électrique des métaux, Moscou, 1955.
- /15/ I.G. NEKRASHEVITCH et I.A. BAKOUTO : "Le problème de l'érosion électrique des métaux", Recueil des travaux scientifiques de l'Académie des Sciences de Bessarabie, 1955.
- /16/ KIJOSHI INOUE : "Electrical discharge machining", Tokyo, 1962.
- /17/ A.L. LIVSHITZ : "Usinage par impulsions électriques", Moscou, 1967.
- /18/ G. FISCHER : "L'arc électrique court à plasma réduit et la technique de l'étincelage", Ing. EPZ Mécanique-Electricité, Décembre 1959.
- /19/ I.Z. MOGHILEVSKY et S.A. TECHEPOVAYA : "Analyse métallographique de la couche superficielle de l'acier après usinage par électro-érosion", Publication de l'Académie des Sciences de l'URSS, 1957.
- /20/ N.L. MIRONOFF : "Introduction à l'étude de l'électro-érosion", Microtecnic - Scriptar SA, Lausanne, 1967.
- /21/ P. LESCOPE et B. LAGET : "Influence de l'électro-érosion sur la limite d'endurance". Ingénieurs à la SNECMA C.A.M.I., Journées d'études - 8 et 9 mai 1967, 4 -6, rue Gambetta, Saint-Ouen.
- /22/ Dipl.Ing. Karlheinz GANZER : "Ueber den Einfluss von Entladungsdauer und Werkstoff bei der funkenerosiven Feinbearbeitung", Bericht aus dem Laboratorium fuer Werkzeugmaschinen und Betriebslehre der Technischen Hochschule Aachen, 19 Forschungsbericht, Girardet, Essen, 1961.
- /23/ Dr. Ing. G. STUTE : "Funkenleistung und Bearbeitungsergebnis bei der funkenerosiven Metallbearbeitung", (Article dans le même recueil que le /22/).
- /24/ L.A. YOUTKINE : "L'effet électro-hydraulique", Moscou, 1955.
"L'effet électro-hydraulique et certaines possibilités de son utilisation", Moscou, 1969.
"Concassage par effet électro-hydraulique", Moscou, 1960.
- /25/ Textbook of Physics, under the editorship of R.Kronig, London, Pergamon Press, Ltd, 1954.

- /26/ H. KURAFUNE . : "Electrical discharge machining", Tokyo, 1967.
- /27/ K.A. POUTILOV : Cours de Physique (Tome II, Electricité), Moscou, 1954.
- /28/ A.A. NAMATEVS : "Quelques particularités de l'effet de polarité de l'érosion électrique",
Revue de l'Académie des Sciences de Moldavie, No.1, 1967.
- /29/ B.A. KRASSIOUK : "Recherches sur les poudres - résidus d'usinage par électro-érosion".
Publication de l'Académie des Sciences de l'URSS, Moscou, 1963.
- /30/ H. LAMB : "Hydrodynamics", Sixth Edition, Cambridge University Press, 1963.
- /31/ J.B. HIGHMAN and J.M. MEEK : Proceedings of Physical Society, B 63, 633, 1950.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

1. ETAT DES CONNAISSANCES ACTUELLES SUR LA NATURE DES DECHARGES EROSIVES.

- 1.1. Premiers essais d'analyse de l'électro-érosion.
- 1.2. Recherches et travaux récents.
- 1.3. Effet électro-hydraulique.
- 1.4. Remarques sur les théories actuelles.

2. ANALYSE THEORIQUE.

- 2.1. Rappels : mécanisme de la décharge électrique dans un gaz.
 - 2.1.1. Allure du potentiel dans l'espace inter-électrodes.
 - 2.1.2. Température des taches anodique et cathodique.
 - 2.1.3. Allure de la décharge.
- 2.2. Décharge dans un milieu diélectrique liquide.
 - 2.2.1. Diagrammes de la tension et du courant de décharge.
 - 2.2.2. Calcul de l'énergie effective de la décharge.
 - 2.2.2.1. Calcul au moyen de l'aire.
 - 2.2.2.2. Calcul au moyen de la perte d'énergie d'oscillation du courant.
- 2.3. Etude de la transformation de l'énergie de la décharge.
 - 2.3.1. Effet thermique sur les électrodes.
 - 2.3.1.1. Concentration du courant à l'endroit de la décharge.
 - 2.3.1.2. Origine de l'effet thermique.
 - 2.3.1.3. Effet hydraulique.
 - 2.3.1.4. Quantité d'énergie utilisée dans l'effet hydro-dynamique.

3. ETUDE EXPERIMENTALE.

- 3.1. Montage expérimental.
 - 3.1.1. Dispositif d'essai et schéma électrique.
 - 3.1.2. Appareils de mesure.
 - 3.1.2.1. Oscilloscope.
 - 3.1.2.2. Photographies des cratères.
 - 3.1.2.3. Profilogrammes des cratères.
 - 3.1.2.4. Pesées des électrodes.
- 3.2. Résultats expérimentaux
 - 3.2.1. Distance de claquage en fonction de la tension et de la capacité.

- 3.2.1.1. Distance de claquage en fonction de la tension dans l'air et dans un liquide diélectrique.
- 3.2.1.2. Distance de claquage dans le liquide diélectrique en fonction de la tension et de la capacité.
- 3.2.2. Forme du courant et de la tension de la décharge.
 - 3.2.2.1. Décharges oscillantes dans l'air et dans le liquide.
 - 3.2.2.2. Décharges apériodiques dans l'air et dans le liquide.
 - 3.2.2.3. Courbes de courant et de tension des décharges dans le liquide en fonction des paramètres du circuit.
 - 3.2.2.4. Quelques phénomènes transitoires caractérisant les décharges oscillantes.
- 3.2.3. Forme des cratères produits par les décharges.
 - 3.2.3.1. Comparaison des cratères produits dans l'air et dans un liquide diélectrique.
 - 3.2.3.2. Influence de la capacité et de la tension de la décharge sur la forme des cratères.
 - 3.2.3.3. Influence de la durée des décharges sur la forme des cratères.
 - 3.2.3.4. Surface des cratères en fonction de l'énergie effective des décharges et de l'intensité maximale du courant.
- 3.2.4. Perte de poids des électrodes en fonction des caractéristiques des décharges.
 - 3.2.4.1. Etude de l'érosion en fonction de la durée des impulsions.
 - 3.2.4.2. Etude de l'érosion dans le cas de décharges de très longue durée.
 - 3.2.4.3. Etude de l'érosion en fonction de la durée des impulsions à intensité maximale du courant constante.
- 3.2.5. Influence des propriétés des liquides diélectriques sur les décharges.
 - 3.2.5.1. Influence de la viscosité du liquide.
 - 3.2.5.2. Influence de la température du liquide.
- 3.2.6. Etat de la matière éjectée aux électrodes.
- 3.3. Analyse des résultats expérimentaux.
 - 3.3.1. Influence de la concentration de l'énergie calorifique sur l'évolution générale du phénomène.
 - 3.3.1.1. Quantité de matière enlevée aux électrodes en fonction de l'énergie effective des décharges.
 - 3.3.1.2. Quantité de matière enlevée aux électrodes en fonction de la durée des décharges.

- 3.3.1.3. Les effets thermiques de la décharge.
- 3.3.2. Influence de la différence de température des taches sur l'effet hydro-dynamique de la décharge.
- 3.3.3. Comparaison entre l'électro-érosion et l'effet électro-hydraulique.
- 3.3.4. Définition d'un modèle de l'électro-érosion.
- 3.3.5. Le mécanisme de l'éjection du matériau des électrodes.
- 3.3.6. Influence de la polarité des décharges sur l'usure relative des électrodes.
- 3.3.7. Variation et inversion de l'effet de polarité des décharges.
- 3.3.8. Evolution du phénomène.
- 3.3.9. Interprétation de certains types d'usinage par électro-érosion au moyen du modèle proposé.

CONCLUSION

SYMBOLES ET ABBREVIATIONS

BIBLIOGRAPHIE

Fachbücher

Livres techniques

Technical Books

in deutscher Sprache

Die Wärmebehandlung von Bau- und Werkzeugstählen. Band I
Kapitel 1-15, 138 Seiten, 134 Abb. und 20 Tabellen.
Preis: Fr. 38.-

Band II
Kapitel 16-25, 68 Seiten, Abbildungen und Tabellen.
Preis: Fr. 42.-

Einführung in das Studium der Elektro-Erosion
Nicolas Mironoff
130 Seiten, 80 Illust., zahlreiche Formeln und Tabellen.
Preis: Fr. 46.-

Dreisprachiges messtechnisches Wörterbuch von Harry N. Norton
74 Seiten, rund 1000 Fachausdrücke.
Preis: Fr. 15.-

Hauptvortragsband des 14. jährlichen EOQC-Kongresses
124 Seiten, 20 Vorträge, illustriert.
Preis: Fr. 28.-

Feintechnische Tagung 1971
A4, 336 Seiten, 15 Vorträge.
Preis: Fr. 25.-

Die Messung der Oberflächenrauheit mit Tastschnittgeräten
Dr.-Ing. Klaus Springmann
159 Seiten, Abb. und Tabellen.
Preis: Fr. 45.-

in lingua italiana

Introduzione allo studio della elettro erosione di Nicolas Mironoff
130 pagine, 80 illustrazioni, tabelle.
Prezzo: Fr.s. 35.-

en langue française

Le traitement thermique des aciers de construction et des aciers à outils. Vol. I
Chapitres 1-15, 138 pages, 134 illustrations et 20 tableaux.
Prix: Fr.s. 42.-

Vol. II
Chapitres 16-25, 68 pages, illustrations et tableaux.
Prix: Fr.s. 42.-

Introduction à l'étude de l'électro-érosion par N. Mironoff
130 pages, 80 illustrations, nombreuses formules et quelques tables.
Prix Fr.s. 46.-

Dictionnaire trilingue de la mesure par Harry N. Norton
74 pages, environ 1000 termes spéciaux.
Prix: Fr.s. 15.-

Volume des exposés principaux du 14me Congrès annuel EOQC
124 pages, 20 exposés, illustrés.
Prix: Fr.s. 28.-

Jauges de tolérance et Contrôle des pièces par H. Kieffer
390 pages, 400 illustrations.
Prix: Fr.s. 15.-

Les Matériaux Métalliques par M. Roland Bensimon
Vol. I: 139 pages, nombreuses illustration et quelques tables.
Prix: Fr.s. 32.50

Vol. II: 222 pages.
Prix: Fr.s. 55.50

Manuel des fabrications de micromécanique par Jean Laviolette
500 pages sélectionnées et abondamment illustrées.
Prix: Fr.s. 98.-

Les Aciers Roland Bensimon
Tome I: 252 pages, nombreuses illustrations.
Prix: Fr.s. 61.50

Tome II: 192 pages, nombreuses illustrations.
Prix: Fr.s. 42.50

La décharge électrique dans un milieu diélectrique liquide
Contribution à l'étude de l'électro érosion de Nicolas Mironoff, Dr ès.sc.
192 pages, de nombreuses illustrations
Prix: Fr.s. 58.-

in English

Heat Treatment of Machinery Steels and of Tool Steels. Vol. I
Chapters 1-15, 138 pages. 134 illustrations and 20 tables.
Price: Sw.Fr. 38.-

Vol. II
Chapters 16-25, 68 pages, illustrations and tables.
Price: Sw.Fr. 42.-

Introduction into the study of spark-erosion by Nicolas Mironoff
130 pages, 80 illustrations, many formulas and tables.
Price: Sw.Fr. 46.-

Trilingual Dictionary of measurement terms by Harry N. Norton
74 pages, 1000 different technical terms.
Price: Sw.Fr. 15.-

Proceedings of the 14th annual Conference EOQC
124 pages, 20 topics illustrated.
Price: Sw.Fr. 28.-

Foundation of Mechanical Accuracy by Wayne R. Moore
352 pages and 336 original photographs, 225 original drawings.
Price: Sw.Fr. 162.50

The electric discharge in a dielectric liquid medium
Introduction into the study of Spark Erosion. by Nicolas Mironoff, D.Sc.
192 pages, numerous illustrations
Preis: Sw.Fr. 58.-

Bestellen bei:

à commander auprès de:

please order by:

MICROTECNIC Scriptar SA, Avenue de la gare 23, CH-1001 Lausanne
(Schweiz / Suisse / Switzerland / Svizzera)

